

SÉRIE A, N° 1183

N° D'ORDRE :

2048

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Marcel CAU**

---

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — ÉTUDE DE LA PRÉPARATION ET DES PROPRIÉTÉS  
OPTIQUES ET MAGNÉTO-OPTIQUES DES COUCHES  
TRÈS MINCES DE FER.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le } 0 Janvier 1929 devant la Commission d'examen.

MM. H. ABRAHAM. .... *Président.*

A. COTTON ..... }  
H. MOUTON ..... } *Examineurs.*

---

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

1929







SÉRIE A, N° 1183

N° D'ORDRE :

2048

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

**Marcel CAU**

---

**1<sup>re</sup> THÈSE.** — ÉTUDE DE LA PRÉPARATION ET DES PROPRIÉTÉS  
OPTIQUES ET MAGNÉTO-OPTIQUES DES COUCHES  
TRÈS MINCES DE FER.

**2<sup>e</sup> THÈSE.** — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le } 0 Janvier 1929 devant la Commission d'examen.

MM. H. ABRAHAM. .... *Président.*

A. COTTON ..... }

H. MOUTON..... } *Examinateurs.*

---

PARIS

MASSON ET C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE

120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

—  
1929

# FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

MM.

*Doyen*..... G. MAURAIN, *Professeur*, Physique du globe.

*Doyens honoraires*.. P. APPELL, M. MOLLIARD.

*Profess. honoraires*.. { V. BOUSSINESQ. A. FERNBACH.  
A. JOANNIS. A. LEDUC.  
H. LE CHATELIER. R. DONGIER.  
H. LEBESGUE. E. HEROUARD.

*Professeurs* ..... { ÉMILE PICARD..... Analyse supér. et algèbre supérieure.  
G. KOENIGS..... Mécanique physique et expérimentale  
E. GOURSAT..... Calcul différentiel et calcul intégral.  
P. JANET..... Electrotechnique générale.  
F. WALLERANT... Minéralogie.  
H. ANDOYER..... Astronomie.  
P. PAINLEVÉ..... Mécanique anal. et mécanique céleste.  
GABRIEL BERTRAND Chimie biologique.  
M<sup>me</sup> P. CURIE..... Physique générale et radioactivité.  
M. CAULLERY..... Zoologie (Evolution des êtres organisés)  
G. URBAIN..... Chimie générale.  
ÉMILE BOREL..... Calcul des probabilités et phys. mathém.  
L. MARCHIS..... Aviation.  
JEAN PERRIN..... Chimie physique.  
RÉMY PERRIER..... Zoologie (Enseignement P. C. N.).  
H. ABRAHAM..... Physique.  
M. MOLLIARD..... Physiologie végétale.  
E. CARTAN..... Géométrie supérieure.  
L. LAPICQUE..... Physiologie générale.  
E. VESSIOT..... Théorie des fonct. et th. des transf.  
A. COTTON..... Physique générale.  
J. DRACH..... Application de l'analyse à la géométrie.  
CHARLES FABRY... Physique.  
CHARLES PÉREZ... Zoologie.  
LÉON BERTRAND... Géolog. structurale et géolog. appliquée.  
R. LESPIEAU..... Théories chimiques.  
E. RABAUD..... Biologie expérimentale.  
P. PORTIER..... Physiologie comparée.  
E. BLAISE..... Chimie organique.  
P.-A. DANGEARD... Botanique.  
P. MONTEL..... Mécanique rationnelle.  
P. WINTREBERT... Anatomie et histologie comparées.  
O. DUBOSCQ..... Biologie maritime.  
G. JULIA..... Mathématiques générales.  
A. MAILHE..... Etude des combustibles.  
L. LUTAUD..... Géogr. physique et géol. dynamique.  
EUGÈNE BLOCH..... Physique théorique et phys. céleste.  
HENRI VILLAT..... Mécanique des fluides et applications.  
CH. JACOB..... Géologie.  
P. PASCAL..... Chimie appliquée.  
N..... Chimie minérale.



|                 |                         |                  |                                           |
|-----------------|-------------------------|------------------|-------------------------------------------|
| E. PECHARD....  | Chimie (Ens. P. C. N.). | G. BRUHAT.....   | Physique.                                 |
| V. AUGER.....   | Chimie analytique.      | H. MOUTON.....   | Chimie physique.                          |
| M. GUICHARD...  | Chimie minérale.        | L. JOLEAUD.....  | Paléontologie.                            |
| A. GUILLET..... | Physique.               | M. JAVILLIER...  | Chimie biologique.                        |
| C. MAUGUIN...   | Minéralogie.            | A. DUFOUR.....   | Physique (P. C. N.).                      |
| L. BLARINGHEM   | Botanique.              | F. PICARD.....   | Zoologie (Evolution des êtres organisés). |
| A. MICHEL-LÉVY  | Pétrographie.           | ROBERT-LÉVY...   | Zoologie.                                 |
| A. DEREIMS....  | Géologie.               | L. DUNOYER.....  | Optique appliquée.                        |
| A. DENJOY.....  | Calcul diff. et int.    | A. GUILLIERMOND. | Botanique (P. C. N.).                     |
| H. BENARD.....  | Physique (P. C. N.).    | A. DEBIERNE..... | Radioactivité.                            |
| E. DARMOIS....  | Physique.               |                  |                                           |

*Secrétaire*..... DANIEL TOMBECK.

A MA FEMME

A MA MÈRE



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

A MES MAITRES

*Hommage de respectueuse reconnaissance.*



# ÉTUDE DE LA PRÉPARATION ET DES PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET MAGNÉTO-OPTIQUES DES COUCHES TRÈS MINCES DE FER

Par M. MARCEL CAU

## INTRODUCTION

Des couches métalliques très minces peuvent être obtenues par divers procédés. Elles ont été l'objet d'études nombreuses, portant sur des propriétés variées.

Certains auteurs se sont occupés du mécanisme de la production des lames métalliques ; d'autres, de leur structure, ou de leur évolution (vieillessement, action des gaz), ou des variations de propriétés avec l'épaisseur (conductibilité électrique, transparence, etc.) ; d'autres auteurs enfin, admettant l'identité de structure avec le métal massif, ont essayé de déduire, des propriétés des lames minces, les constantes du métal.

L'ensemble des résultats est peu encourageant : pour un même métal, les propriétés des diverses lames minces ne sont pas comparables et diffèrent souvent beaucoup de celles du métal massif.

Le présent travail a pour objet l'étude de diverses propriétés optiques et magnéto-optiques d'un assez grand nombre de couches très minces de fer obtenues par deux procédés différents qui paraissent *a priori* devoir donner des dépôts purs, en vue de déterminer dans quelle mesure les lames

obtenues peuvent être comparables entre elles et obéissent à la théorie classique de l'optique des métaux et d'en tirer quelques conclusions sur leur structure probable.

Un travail analogue n'a été entrepris, à ma connaissance, que par Skinner et Tool (1) : la lecture de leur mémoire montre immédiatement (et Ingersoll l'a fait remarquer dès 1909) (2) que les lames étudiées par eux ne présentent pas des garanties suffisantes de pureté et qu'un oubli des propriétés optiques des métaux enlève tout intérêt à certains des résultats.

Dans une première partie j'exposerai les méthodes et je décrirai les appareils utilisés pour la préparation des couches métalliques et pour les mesures dont elles ont été l'objet. Dans la deuxième partie j'exposerai les résultats, leur interprétation, et les conséquences qu'il est possible d'en tirer.

---

## PREMIÈRE PARTIE

### MÉTHODES ET APPAREILS UTILISÉS POUR LA PRÉPARATION DES COUCHES DE FER ET L'ÉTUDE DE LEURS PROPRIÉTÉS OPTIQUES ET MAGNÉTO-OPTIQUES

#### CHAPITRE PREMIER

##### Préparation des couches très minces de fer.

L'idéal serait évidemment d'obtenir des lames isolées, c'est-à-dire sans support : si l'on désire des couches assez minces pour qu'elles soient transparentes, la difficulté devient très grande, pour des raisons évidentes de solidité.

On sait depuis longtemps obtenir par martelage des feuilles d'or dont l'épaisseur peut descendre au-dessous de 100 m $\mu$  et relativement transparentes : la méthode n'est applicable qu'exceptionnellement. On peut séparer des supports sur lesquels ils ont été obtenus les dépôts électrolytiques ou ionoplastiques : l'opération est difficile et on peut craindre (certaines de mes observations le confirment), que le contact de liquides intervenant dans ces opérations ne permette pas d'espérer ainsi des couches métalliques optiquement propres, sauf peut-être avec les métaux précieux.

J'ai donc utilisé des couches de fer sur support transparent. Les méthodes utilisables sont les suivantes :

*Electrolyse.* — Comme ci-dessus les couches se trouvent au contact de liquides ; il est difficile d'obtenir des dépôts adhérents et homogènes ; enfin le support doit être conduc-

teur : si on désire une lame transparente, il faut utiliser par exemple du verre légèrement métallisé, et on obtient une lame triple, ce qui complique singulièrement l'interprétation correcte des mesures optiques, et même magnéto-optiques (cet inconvénient, négligeable dans les travaux de Kundt (3) et de du Bois (4), ne l'était sans doute plus dans ceux de Pogány (5) qui utilisait des lames ionoplastiques complexes).

*Procédés chimiques.* — Le plus souvent utilisé est l'argenteure chimique par réduction d'un sel d'argent. Il s'agit de méthodes particulières valables pour certains métaux (or, platine) et dont la plupart entraînent le contact de liquides. Une méthode intéressante applicable au fer est celle utilisée par Freundlich, Patscheke et Zocher (6) par décomposition thermique du fer-carbonyle : leurs dépôts ressemblent beaucoup à ceux obtenus par sublimation.

*Distillation dans le vide.*

*Pulvérisation cathodique ou ionoplastie.*

Ces deux derniers procédés sont généraux, bien que leur application soit parfois délicate. Ils présentent l'avantage de réduire au minimum les chances de souillures et de donner directement des lames présentant un poli parfait. Je les ai utilisés concurremment pour obtenir les couches très minces de fer.

**Préparation des lames de fer par distillation.** — Un ruban ou un fil de fer chauffé par le passage d'un courant électrique émet des vapeurs à une température inférieure à son point de fusion ; ces vapeurs diffusent vers les parois et viennent s'y déposer si la température de celles-ci n'est pas trop élevée. Le courant électrique n'est d'ailleurs qu'un procédé particulièrement commode pour obtenir la température assez élevée nécessaire avec le fer : Botolfsen (7) en a observé la sublimation par chauffage direct dans un four à 1300°.

La diffusion de la vapeur est évidemment gênée par la

présence d'un gaz, même inactif chimiquement : il est avantageux d'opérer dans un vide aussi bon que possible ; on diminue ainsi en même temps les risques d'altération du métal. La distillation, inappréciable jusqu'au rouge vif, devient rapide au voisinage du point de fusion ; on obtient alors rapidement des dépôts opaques ; leur épaisseur est réglable par la durée de l'opération.

J'ai utilisé (8) un récipient en verre Pyrex fermé par un large bouchon rodé portant deux électrodes métalliques entre lesquelles est tendu un fil de fer pur ; le bon vide est obtenu avec une pompe à condensation précédée d'une pompe rotative à huile, à un étage ; un tube témoin à décharge alimenté par une forte bobine d'induction et un piège à air liquide sont interposés sur la canalisation bon vide. L'appareil ayant été bien évacué, le fil est chauffé progressivement par le courant réglable d'un accumulateur ou d'un transformateur abaisseur de tension. Au début de l'opération, les gaz occlus peuvent se dégager, puis la température est élevée suffisamment pour produire la distillation. La vapeur métallique est recueillie sur des lamelles de verre bien nettoyées placées sur une petite plateforme réglable à 1 ou 2 cm. au-dessous du fil chaud.

Avant de préparer des lames utilisables, il faut procéder à un chauffage prolongé et progressif pour bien chasser les gaz et impuretés volatiles ; un chauffage trop brutal produit une rupture rapide (effet observé par Berliner) : après cette préparation, le fil peut supporter sans volatilisation notable des intensités de courant nettement supérieures à celles qui auraient amené avec le fil neuf une rupture rapide.

Les dépôts obtenus ont une belle couleur grise et présentent un beau poli ; mais ils sont beaucoup moins adhérents et durs que les lames ionoplastiques : le métal est enlevé facilement par un frottement modéré. Pourtant, les lames assez épaisses en particulier durcissent assez vite.

Quelle est la structure de ces lames ? Celles obtenues sur

une paroi froide paraissent amorphes : il semble que les atomes métalliques soient immobilisés sur la surface sans pouvoir se rassembler en édifices cristallins ; ils constituent en quelque sorte une poussière métallique, extrêmement fine. Mais peu à peu, et surtout si on élève la température, il se produit un *vieillissement* caractérisé par l'apparition de cristaux décelables d'abord aux rayons X (Kahler) (9), puis à l'ultra-microscope (Reinders et Hamburger) (10). En fait, le voisinage du fil chauffé tend à élever la température du dépôt et facilite l'apparition immédiate d'une structure cristalline. Pour certains métaux, comme l'argent, la température ordinaire est déjà trop élevée pour qu'on puisse avoir des dépôts amorphes. Les lames de fer de Freundlich, Patscheke et Zocher (méthode chimique) ont vraisemblablement la même constitution.

Les couches amorphes adsorbent énergiquement les gaz et sont plus altérables que les couches cristallines : en fait, la plupart des lames de distillation que j'ai conservées assez longtemps étaient visiblement oxydées, tandis que les lames ionoplastiques sont remarquablement résistantes à l'action de l'oxygène, de l'humidité et même des acides.

#### Préparation des lames de fer par pulvérisation cathodique.

— Le principe en est bien connu : la décharge lumineuse dans un gaz raréfié est généralement accompagnée d'une émission de particules venant de la cathode et qui se déposent sur les parois (Plücker). Très utilisé depuis longtemps (Wright, 1878), le procédé a reçu des applications industrielles pour certains métaux (platine, or, argent).

Les conditions expérimentales les plus favorables à l'obtention de couches métalliques satisfaisantes ont été déterminées empiriquement par de nombreux auteurs, par exemple Leithäuser (11).

Le mécanisme de la pulvérisation, certainement assez complexe, a provoqué des travaux importants, par exemple de

Maurain (12), et plus récemment de Güntherschulze (13), Blechschmidt et von Hippel (14, 15, 16), Baum (17). Trois théories ont été proposées :

1° *Volatilisation* : les ions positifs arrivant sur la cathode avec une grande vitesse apportent une énergie suffisante pour élever *localement* la température ; un certain nombre d'atomes sont libérés ; les uns reviennent sur la cathode où ils forment un dépôt peu cohérent, les autres diffusent vers les parois et y constituent une couche mince.

2° *Explosion* : comme ci-dessus, les ions positifs élèvent localement la température, et les gaz occlus dans la cathode se dégagent en arrachant des particules métalliques ; les gaz peuvent se renouveler, car les cathions pénètrent dans la cathode, où ils s'accumulent.

3° *Théorie électrochimique* : le gaz activé par la décharge forme avec le métal de la cathode des combinaisons volatiles instables qui diffusent vers les parois et se décomposent en redonnant du métal.

Güntherschulze a montré que la théorie électrochimique joue un rôle essentiel pour certains éléments, tel l'antimoine ; je ne crois pas qu'elle intervienne dans la pulvérisation du fer.

La deuxième théorie expliquerait la présence des grosses particules observées par Reinders et Hamburger (10) ; elle intervient peut-être au début de la projection, mais la volatilisation paraît être le mécanisme essentiel pour la plupart des métaux.

Pourtant les dépôts ionoplastiques sont en général beaucoup plus durs et adhérents que ceux obtenus par sublimation ordinaire ; la vitesse d'impact sur les parois doit être plus grande pour les premiers. En fait, la vitesse moyenne d'émission correspond sans doute à une température plus élevée que dans la sublimation simple, et de plus il ne faut pas oublier l'existence certaine d'effets électriques dans la projection cathodique : les atomes métalliques non chargés

émis par la cathode se trouvent dans un champ d'ions et d'électrons où ils peuvent acquérir une charge électrique ; il en résultera une accélération supplémentaire. Ces charges électriques expliquent également les déviations magnétiques constatées par Maurain et par Baum, ainsi que les actions électrostatiques qui altèrent la régularité des dépôts dans certaines conditions.

La structure des couches ionoplastiques, étudiée comme celle des dépôts sublimés, est en général cristalline : on doit les considérer comme déjà vieilles dès leur dépôt ; mais, si elles sont obtenues à une température assez basse (variable avec le métal), les cristaux sont très petits, parfois à peine formés, ou même presque complètement absents ; par exemple, les couches de nickel non magnétiques étudiées par Ingersoll et de Vinney (18, 19) sont amorphes avec quelques germes cristallins ; par échauffement, la structure cristalline du nickel ordinaire apparaît, en même temps que les propriétés magnétiques (l'anomalie s'expliquerait aussi par la formation d'un hydrure de nickel qui n'a pas été observé).

*Précautions à prendre pour obtenir des lames de fer.* — Les couches d'or ou de platine sont obtenues facilement dans l'air, ainsi que celles d'argent à la condition d'éviter les élévations de température exagérées. Celles de fer sont difficiles à produire, parce que les particules de fer sont extrêmement oxydables : la présence de très petites quantités d'oxygène suffit pour empêcher la formation de lames pures. Les imperfections des rodages, laissant passer un peu d'air, sont désastreuses ; il peut en être de même des dégagements de gaz occlus. Certains auteurs, n'ayant pas pris de précautions suffisantes, ont obtenu des dépôts défectueux. Par exemple, Skinner et Tool (1) ont distingué deux variétés de lames : celles obtenues rapidement, d'aspect *métallique*, qu'ils considèrent, on se demande pourquoi, comme des combinaisons, et celles obtenues lentement, d'aspect *vitreux*, beaucoup plus transparentes que les premières et très faible-

ment magnétiques, qu'ils considèrent comme du fer pur. Il est évident que ces couches vitreuses sont oxydées presque complètement (Ingersoll (2)) ; j'ai obtenu de telles couches dans mes premiers appareils ou en utilisant un gaz contenant encore des traces d'oxygène ; elles ne présentent pas la belle teinte grise du fer par transmission, mais une couleur brun noirâtre assez variable (elle s'éclaircit quand la teneur en oxygène augmente, pour devenir rouge orangé vif quand la projection est effectuée dans l'air) ; leur rotation magnétique est extrêmement petite pour des épaisseurs relativement considérables (300 m $\mu$ . par exemple). Je crois qu'elles ne contiennent pas de fer libre ; leur rotation magnétique s'explique par la présence de magnétite ou d'oxyde ferrique magnétique (étudié par H. Abraham et R. Planiol (20)) ; les lames rouge orangé préparées dans l'air contiennent l'oxyde ferrique ordinaire.

Si la projection est effectuée dans l'hydrogène commercial, qui contient toujours un peu d'oxygène, le dépôt est en général vitreux (oxydé) ; mais si la température s'élève suffisamment, une réduction se produit et il apparaît une tache *métallique*, tantôt large, tantôt petite et à bords nets, plus sombre par transparence que l'oxyde environnant, de teinte gris neutre, très réfléchissante et présentant des effets magnéto-optiques importants. Si la température devient trop élevée, les lamelles de verre servant de support sont biréfringentes après refroidissement ; elles peuvent être déformées fortement ou même brisées. Les lames de fer ainsi obtenues sont très dures et adhérentes au verre. J'ai étudié les propriétés de certaines d'entre elles.

Il vaut mieux utiliser un gaz exempt d'oxygène : j'ai opéré dans l'hydrogène.

*L'appareil de projection cathodique. — Principe :* ne disposant pas de rodages parfaits, j'ai dû éliminer l'influence des fuites ; même avec des rodages excellents, il faut se débarrasser des gaz et vapeurs nuisibles dégagés

pendant la pulvérisation ; ce résultat est obtenu en les entraînant constamment par un courant de gaz frais purifié, qui enlève en même temps l'air filtrant par les rodages. La pompe d'aspiration, qui doit avoir un débit suffisant, assure cette circulation permanente ; la pression nécessaire est réglée par le courant gazeux arrivant dans l'appareil. Ce principe auquel j'ai été conduit logiquement après des essais nombreux a été utilisé par Rümelin (21), et après lui par Riede, Blechschmidt...

Sous sa dernière forme, l'appareil comprend trois parties :

- 1<sup>o</sup> Cloche de pulvérisation ;
- 2<sup>o</sup> Dispositif d'aspiration ;
- 3<sup>o</sup> Dispositif d'alimentation en gaz pur, sous pression réglable.

1<sup>o</sup> *Description de la cloche à pulvérisation* (1) (fig. 1). — Une grande cloche A est mastiquée soigneusement dans une rigole circulaire ménagée dans un anneau de bronze B ; cet anneau repose sur une platine de bronze C par un rodage annulaire bien travaillé, mais qui n'a pas besoin d'être parfait. La platine, d'épaisseur voisine de 15 mm., comporte au centre une large cuvette, ce qui en augmente la rigidité. Un ajutage cylindrique, soudé à la partie inférieure de C, porte d'une part un tube de laiton mastiqué à la picéine sur la canalisation de vide, et d'autre part un robinet permettant la mise en communication avec l'atmosphère.

Dans la cuvette de C est fixée une petite platine D en laiton laissant libre sur son pourtour un intervalle annulaire de largeur 2 mm. par où se produit l'aspiration ; elle est recouverte d'une dalle de verre rodée, traversée en son centre par un tube de laiton soudé à D, supportant un disque qui sert d'anode et de plateforme. Une seconde cloche E, de 2 litres environ, repose par son rodage sur la dalle de verre,

(1) Appareil construit, y compris le rodage, au laboratoire de Physique de l'Ecole normale supérieure.

soit directement, soit par l'intermédiaire de cales ; la douille de cette cloche est obturée par une pièce métallique munie

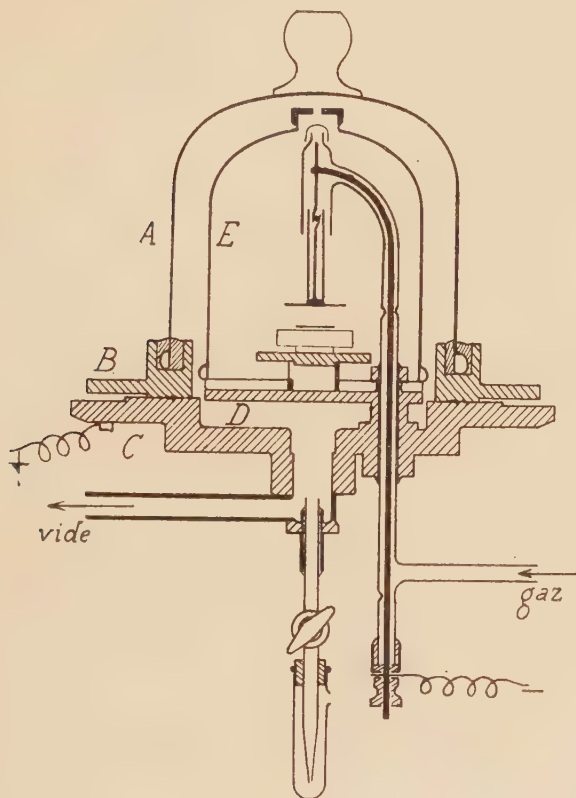


Fig. 1. — Coupe de la cloche à pulvérisation cathodique.

d'une ouverture taraudée, qui peut rester ouverte ou être obturée par une vis.

Une garniture en verre Pyrex traverse, par des joints étanches, C, D et la dalle de verre ; elle enveloppe une tige de laiton de 4 mm. de diamètre, formant potence, terminée en bas par une cuvette mastiquée et une vis de serrage pour

le fil amenant le courant ; l'extrémité supérieure munie d'un taraudage est traversée par une tige filetée verticale qui supporte la cathode ; un manchon en verre Pyrex entoure les pièces métalliques jusqu'à la cathode ; celle-ci peut rester libre ou être recouverte d'un disque isolant empêchant la métallisation du haut de la petite cloche. L'enveloppe de Pyrex sert également à l'arrivée du gaz frais, amené par un tube latéral.

On voit que la projection est effectuée dans une enceinte limitée presque exclusivement par du verre, sans rodage graissé. Le gaz pur arrivant constamment dans l'appareil balaie les gaz dégagés dans la petite cloche pendant la décharge ; il sort de E par l'ouverture supérieure ou par le bas ; aspiré vivement à travers l'espace annulaire étroit existant entre C et D, il entraîne les gaz de l'atmosphère qui ont pu filtrer dans le rodage imparfait et les vapeurs de graisse : la légère surpression existant en E empêche ces impuretés de troubler la pulvérisation.

La cathode utilisée a été presque exclusivement un disque de fer de 35 mm. de diamètre et 1 mm. d'épaisseur environ, qu'une longue suite d'opérations avait débarrassée des gaz internes, des impuretés volatiles et de sa couche superficielle. Ses dimensions sont suffisantes pour obtenir des dépôts uniformes de 20 mm. de diamètre.

Sous cette forme, le dispositif fonctionne très régulièrement si l'on a soin d'employer de l'hydrogène bien purifié. J'ai même opéré à la fin de mes expériences sans la petite cloche, cassée accidentellement : les lames ainsi obtenues ne présentaient aucune altération visible ; mais cette cloche est utile ; elle favorise certainement l'élimination des impuretés.

L'appareil est facilement démontable : trois vis de déblocage permettent de soulever la grande cloche aisément, après égalisation des pressions intérieure et extérieure.

La masse métallique de l'appareil est reliée au pôle posi-

tif et la potence support de cathode au pôle négatif de la source de courant.

*2<sup>o</sup> Dispositif d'aspiration.* — Le bon vide est obtenu avec une pompe à vapeur de mercure ; le vide préliminaire avec une pompe rotative à huile à un seul étage. La liaison avec la cloche à pulvérisation peut se faire par un tube large et relativement court, ou par un tube de petit diamètre et beaucoup plus long, ce qui permet de régler l'aspiration. Un tube témoin à décharge alimenté par une bobine d'induction permet de suivre les variations de pression. Un piège à air liquide est placé entre la cloche et la pompe : en raison du balayage permanent par l'hydrogène, on pourrait sans doute le supprimer.

J'ai utilisé des pressions variant entre  $1/5$  et  $1/100$  de mm. de mercure environ. Entre ces limites, le réglage est obtenu aisément en agissant sur l'aspiration par l'artifice indiqué ci-dessus, sur la circulation dans l'appareil en laissant la communication plus ou moins libre entre la petite cloche et l'enceinte extérieure, enfin et surtout par le dispositif de réglage de l'alimentation en gaz pur.

*3<sup>o</sup> Dispositif d'alimentation en gaz pur* (fig. 2). — J'ai utilisé l'hydrogène commercial (électrolytique) purifié par lavage à l'acide sulfurique, passage sur une colonne de cuivre chauffée au rouge (Debray) et dessiccation dans un long tube à anhydride phosphorique. Le gaz est ensuite mis en réserve au contact d'anhydride phosphorique, dans un grand ballon B (fig. 2) de 8 litres préalablement évacué complètement et longuement lavé au gaz pur.

Le gaz arrivant sous une pression supérieure à la pression atmosphérique, des précautions sont nécessaires pour le faire passer régulièrement dans le réservoir. Celui-ci est relié à un tube barométrique T plongeant dans une cuve à mercure ; le gaz arrive à la partie inférieure du tube barométrique. On sait que dans ces conditions les bulles grossissent beaucoup en montant et soulèvent le mercure qui tend à être projeté

violemment, en même temps qu'une aspiration se produit à la partie inférieure de la colonne mercurielle. Ces inconvénients sont évités en amenant le gaz bulle à bulle à travers un tube capillaire  $C$ ; l'ouverture du baromètre n'est pas

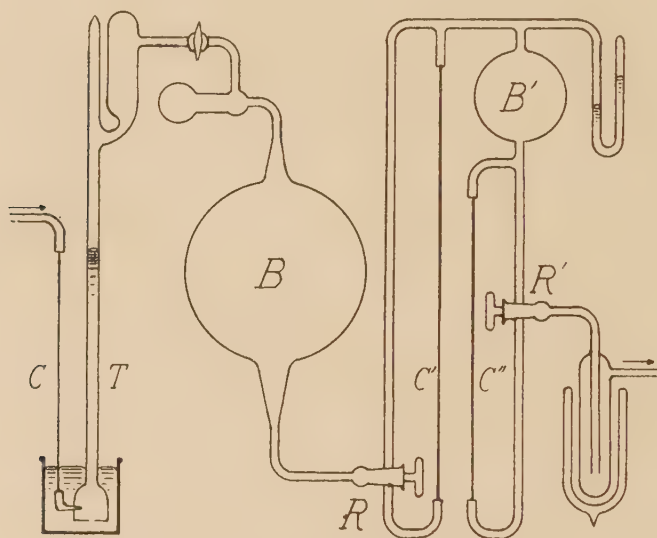


Fig. 2. — Dispositif d'alimentation en gaz pur.

libre, mais obturée imparfaitement par un bouchon qui gêne l'aspiration violente du mercure de la cuve. En réglant la vitesse d'arrivée du gaz, le remplissage s'effectue très régulièrement par petites bulles bien distinctes; l'opération est longue, mais peut être activée dès que la pression dans le réservoir est suffisante.

Pour l'emploi, une certaine quantité de gaz est amenée à travers un capillaire  $C'$  dans un réservoir intermédiaire  $B'$  d'environ 1 litre, jusqu'à une pression convenable évaluée sur un petit manomètre à mercure et de l'ordre de quelques centimètres. Cette opération est renouvelée de temps en temps, de manière que la pression dans  $B'$  varie peu au

cours d'une projection. Le gaz passe de B' dans l'appareil à pulvérisation à travers un autre tube capillaire C'' et un piège à air liquide intercalé immédiatement à l'entrée de la cloche. Le réglage du débit, et par suite de la pression dans la cloche, est obtenu en modifiant la pression en B'.

D'excellents robinets à trois voies R et R' permettent d'isoler les diverses parties ou de mettre en court-circuit les deux tubes capillaires C' et C'' pour l'évacuation rapide et complète de l'ensemble, qui ne présente aucune fuite aux rodages.

*Source de courant.* — J'ai utilisé presque exclusivement le courant pulsatoire obtenu en élevant à 3 000 volts par un transformateur le courant alternatif du secteur à 110 volts, et supprimant une alternance sur deux avec un kénotron dont le chauffage est assuré par un transformateur (Ferrix 110 volts  $\times$  6 volts, 8 ampères). Un voltmètre électrostatique indique la tension efficace aux bornes de la cloche à pulvérisation; un milliampermètre à cadre mobile, l'intensité moyenne du courant débité.

La tension indiquée par l'électromètre a varié entre 500 et plus de 3 000 volts; l'intensité du courant, entre 0 et 30 milliampères environ, avec l'électrode de fer de 35 mm. de diamètre. Je n'ai pas cherché dans ces expériences à obtenir des intensités de courant très élevées: avec 30 milliampères sous 3 000 volts, la température s'élève déjà rapidement.

L'intensité du courant est réglée avec un rhéostat intercalé sur le primaire du transformateur élévateur de tension; la différence de potentiel aux bornes de l'appareil dépend essentiellement de la pression du gaz dans lequel se produit la décharge (et bien entendu de sa nature).

*Conduite d'une opération.* — Les lames ou lamelles à métalliser, en verre neuf autant que possible, doivent être très soigneusement nettoyées; un premier nettoyage avec du papier filtre neuf et très propre enlève les poussières; on peut ensuite laver à l'ammoniaque et à l'acide nitrique; on

termine en laissant la lame de verre dans le mélange sulfochromique pendant assez longtemps, rinçant à l'eau distillée et séchant au papier filtre. Il est bon de chauffer les lames propres dans le vide et de les conserver jusqu'à usage dans le vide. La lame à métalliser est introduite dans l'appareil à pulvérisation : elle repose sur la plateforme, non pas directement, mais avec interposition d'un ou plusieurs disques isolants, assurant un isolement électrostatique. L'appareil est remonté avec soin et évacué longuement, avec lavage au gaz pur et sec ; la projection n'est pas effectuée immédiatement, car il convient de s'assurer que les fuites des rodages sont peu importantes. Pour l'opération elle-même, les pompes sont mises en marche assez longtemps à l'avance, et le courant d'hydrogène est établi quand l'appareil se trouve bien vidé. Enfin on relie les électrodes à la source de courant quand un régime stable est obtenu. Bien entendu, la pression dans le réservoir intermédiaire, qui diminue au cours de l'opération, est rétablie de temps en temps pour que le régime de la décharge soit peu variable.

*Remarques.* — 1<sup>o</sup> Il faut éviter les élévations exagérées de température dans la cloche : outre le danger de rupture de la cloche et des lames de verre, les lamelles à métalliser sont le siège de déformations et de tensions internes préjudiciables aux mesures optiques et les dépôts métalliques eux-mêmes peuvent être altérés.

2<sup>o</sup> Des charges électrostatiques se produisent sur les parois de l'appareil, ainsi que sur les lamelles à métalliser ; elles modifient le champ électrostatique et la distribution des particules métalliques chargées, qui cessent de donner des dépôts réguliers. On obtient alors des couches nuageuses, avec parfois des transitions brutales d'épaisseur. Par exemple, sur une lame carrée, on observe très souvent des diagonales claires, maintes fois signalées, quelquefois presque complètement blanches dans les coins.

Il faut éviter autant que possible ces effets lorsqu'on désire

des dépôts uniformes sur des étendues assez grandes, et pour cela : prendre des cathodes plus larges que les surfaces uniformes à obtenir, régler la distance lame-cathode pour que la densité du courant puisse être uniforme sur la cathode (effet d'écran des lames à recouvrir), prendre des lames sans angles vifs ou atténuer leurs effets par un support beaucoup plus large ; enfin régler la pression pour que l'espace obscur ait une épaisseur convenable : il est avantageux que la lame à métalliser soit en dehors de cet espace obscur mais pas trop loin de sa limite.

Bien entendu la cloche à pulvérisation doit être grande : mon appareil était destiné à produire des dépôts uniformes de petites dimensions, de 2 cm. de diamètre environ ; des cloches plus grandes seraient indispensables pour avoir des dépôts de 10 cm.

## CHAPITRE II

### Mesures photométriques.

*Définitions.* — Un faisceau lumineux homogène de brillance  $\epsilon$  est réduit après la traversée d'une lame absorbante à la brillance  $\epsilon'$  ; le rapport  $T = \frac{\epsilon'}{\epsilon}$  est la *transparence* de la lame ; elle est plus petite que l'unité.

Au lieu de la transparence, on utilise souvent la *densité optique*  $D$ , définie par les formules suivantes :

$$D = \log_{10} \epsilon - \log_{10} \epsilon' = \log_{10} \frac{\epsilon}{\epsilon'} = \log_{10} \frac{1}{T} ;$$

pour des épaisseurs suffisantes, la densité optique peut être considérée comme une fonction linéaire de l'épaisseur  $e$  de la substance absorbante :

$$D = a + be ;$$

$b$  est un coefficient caractéristique de la substance,  $a$  est un terme correctif dû en particulier à la réflexion par les surfaces de séparation d'une partie de l'énergie lumineuse incidente ; faible pour les substances absorbantes vitreuses, il est plus important pour les substances métalliques à forte absorption spécifique, dont le pouvoir réflecteur est élevé.

En ce qui concerne la réflexion, on définit le *pouvoir réflecteur* par le rapport de la brillance  $\epsilon''$  du faisceau réfléchi à la brillance  $\epsilon$  du faisceau incident correspondant :

$$R = \frac{\epsilon''}{\epsilon}$$

il est inférieur à l'unité, comme  $T$ . Par analogie avec la densité optique on peut définir une quantité  $S$  par la formule correspondante :  $S = \log \frac{1}{R}$  ; son introduction n'offre pas le même intérêt que celle de la densité.

Pour une épaisseur suffisante, de l'ordre de 100  $\mu$  pour les métaux,  $R$  et  $S$  atteignent pratiquement des limites correspondant aux valeurs pour les métaux massifs.

*Conditions à réaliser.* — J'ai mesuré les propriétés de lames métalliques minces de petites dimensions, parfois d'épaisseur non uniforme ; il importe alors de mesurer la transparence et le pouvoir réflecteur d'une même zone assez petite pour qu'elle soit pratiquement uniforme. Cette zone ne doit pas être trop petite : en effet les dépôts métalliques sont obtenus sur des lamelles de verre mince dont l'épaisseur varie d'un point à l'autre et qui, en lumière monochromatique, donnent des franges de lames minces ; cela signifie que la transparence et le pouvoir réflecteur varient d'un point à l'autre : pour éliminer ces perturbations, dont on ne peut pratiquement pas tenir compte, il faut que la zone utilisée contienne un grand nombre de franges et on obtient alors une valeur moyenne dont l'interprétation est possible ; l'approximation est suffisante si la zone contient une dizaine de franges.

Il y a donc un compromis à établir entre ces exigences contradictoires : j'utilise une zone circulaire d'environ 1 mm. de diamètre, suffisante en général.

*Principe de l'appareil.* — La mesure des transparences ou densités optiques ne présente aucune difficulté : il suffit de déterminer photométriquement l'affaiblissement produit sur un faisceau lumineux constant par l'introduction sur son parcours de la lame absorbante, sensiblement parallèle. Des appareils spéciaux existent depuis longtemps, par exemple le microphotomètre visuel de Fabry et Buisson (22). Le modèle commercial, destiné surtout à l'étude

des clichés photographiques, utilise des zones très réduites ; il ne permet pas facilement la mesure des pouvoirs réflecteurs et il n'en existait pas au Laboratoire. J'ai donc été amené à construire un appareil spécial ; après l'étude de divers projets, j'ai adopté un photomètre à *coin absorbant* utilisant pour les transparences le principe du microphotomètre déjà cité, avec quelques modifications de détail, et permettant en outre par un mouvement unique de passer de la mesure de la transparence à celle du pouvoir réflecteur d'exactly la même région très petite de la lame étudiée.

*Description du photomètre (fig. 3).* — Un faisceau mono-

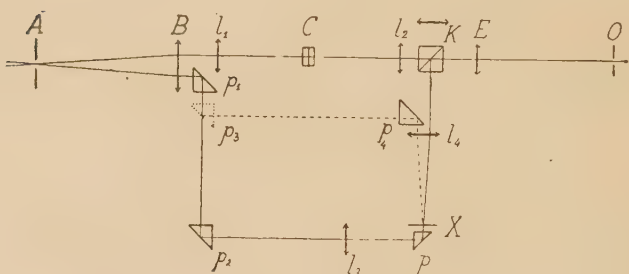


Fig. 3. — Schéma du photomètre.

chromatique (lumière d'une lampe à vapeur de mercure filtrée par des cuves absorbantes) est concentré sur un diaphragme circulaire A placé au foyer d'une lentille achromatique B ( $f = 240$  mm.) ; une partie du faisceau est ensuite concentrée par une lentille  $l_1$  ( $f = 120$  mm.) sur un coin photométrique C en verre neutre monté sur un chariot à crémaillère, ce qui permet de modifier l'affaiblissement du faisceau ; ce faisceau *direct* est repris par une lentille  $l_2$  identique à  $l_1$ , traverse un cube de Lummer K et est finalement concentré par une dernière lentille E ( $f = 225$  mm.) sur un diaphragme-iris O servant d'ocilleton.

Une autre partie du faisceau issu de B est renvoyée latéra-

lement par deux prismes réflecteurs  $p_1$  et  $p_2$ , condensée sur la lame étudiée, placée en X, par une lentille  $l_3$  et un prisme  $p$ ; le faisceau est repris par la lentille  $l_4$ , se réfléchit sur la bande réfléchissante du cube de Lummer, et se juxtapose dès lors au faisceau direct.

On voit que ce dispositif ne possède pas la symétrie des faisceaux du microphotomètre; cela ne présente pas d'inconvénients.

En plus des réglages fixes prévus et effectués pendant la mise au point, d'autres réglages très simples assurent la coïncidence sur l'œilletton O des deux images du diaphragme d'entrée données par les deux faisceaux: ils consistent en deux rotations du cube K autour de deux axes rectangulaires, situés dans un plan parallèle au plan diagonal de K.

Pour mesurer le pouvoir réflecteur, il suffit, par un mouvement de bascule, d'interposer sur le faisceau dévié un prisme réflecteur  $p_3$  qui le renvoie horizontalement vers un autre prisme identique  $p_4$  couvrant à moitié l'ouverture de la lentille  $l_4$ ; le faisceau est concentré sur la lame X, se réfléchit et suit dès lors le même parcours que le faisceau de transmission. A travers  $l_3$ , K et E, l'œilletton reste, dans les deux configurations, conjugué de la même région de la lame.

Deux réglages sont indispensables: l'image de A doit se former sur la zone convenable de X, ce qui est obtenu par des vis supportant le prisme  $p_4$ ; de plus, il faut que le faisceau réfléchi couvre convenablement la bande réfléchissante du cube de Lummer: à cet effet, X est portée sur une plateforme à vis calantes; une lentille servant de loupe et fixée au-dessus de K dans la paroi de l'appareil permet de vérifier ce réglage.

Les positions du coin photométrique sont repérées, comme dans le microphotomètre, sur une règlette transparente graduée, montée sur le même chariot que le coin, éclairée par

une petite lampe électrique et observée avec un viseur invariable à fil réticulaire<sup>(1)</sup>.

L'appareil est protégé contre la poussière par une enveloppe noircie, contribuant, par des écrans intérieurs, à l'élimination de toute lumière parasite.

*Mesure d'une transparence.* — La lamelle absorbante étant placée en X sur la plateforme, l'ocilleton O est largement ouvert et on observe à la loupe les deux images du diaphragme d'entrée, données respectivement par les deux faisceaux à comparer ; on les amène en coïncidence s'il y a lieu en agissant sur les deux réglages du cube K. Dans l'image du faisceau de transmission, on voit les franges qui proviennent de la lamelle de verre non rigoureusement plan-parallèle ; leur nombre doit être suffisant pour assurer une mesure correcte. Après vérification du centrage de l'ocilleton, son ouverture est réduite à une valeur nettement inférieure à l'aire des images pupillaires : on élimine ainsi l'influence des bords et les conditions d'une mesure correcte se trouvent réalisées ; cette ouverture est de l'ordre de 2 mm. et les effets de diffraction sont négligeables.

L'équilibre de luminosité des plages photométriques est alors réalisé par déplacement du coin, dont la position est repérée sur la réglette graduée. La lame est enlevée et le *zéro* de l'appareil pris aussitôt : cette opération est nécessaire pour diminuer les erreurs provenant des fluctuations de la source de lumière. La différence des lectures, proportionnelle au déplacement du coin, l'est aussi à la densité optique, le coin étant très régulier. Il suffit, pour avoir la densité, de connaître la constante de proportionnalité : deux lames étalonnées ont été employées à cet effet.

Bien entendu, pour diminuer l'influence des erreurs acci-

(<sup>1</sup>) Le coin et la réglette, ainsi que le cube de Lummer à bande réfléchissante centrale de 2 mm. et à contact optique, ont été fournis par la maison Jobin et Yvon.

dentelles, il faut effectuer plusieurs pointés ; on se rend ainsi compte de la stabilité du zéro et des erreurs provoquées par les défauts et, dans certains cas, par la non-uniformité de brillance de la plage médiane (surtout pour les mesures de réflexion).

*Mesure d'un pouvoir réflecteur.* — La lamelle est réglée d'abord comme pour la transparence (si elle n'est pas opaque) ; puis le prisme basculant est interposé sur le deuxième faisceau, qui se trouve dévié et vient se réfléchir en X. Le faisceau réfléchi est réglé de manière à couvrir convenablement la bande réfléchissante du cube K, en agissant sur l'orientation de la lame ; l'ocille étant ouvert, on assure la coïncidence et le centrage des deux images pupillaires dans cette nouvelle configuration et on rectifie au besoin les autres réglages. Il ne reste plus qu'à réduire l'ocille et établir l'équilibre des plages.

On ne peut ici prendre le zéro : il faudrait avoir une lame de pouvoir réflecteur égal à l'unité. On pourrait employer une surface de comparaison de pouvoir réflecteur connu. Plus simplement, on remarque que la disposition du photomètre introduit sur le deuxième faisceau le même nombre d'éléments optiques de même nature et de même verre dans les deux configurations ; la petite différence qui subsiste doit avoir une importance négligeable. Dans ces conditions, *le zéro par réflexion est identique au zéro par transmission* avec une grande approximation. A une condition cependant : que dans les deux configurations, on utilise les mêmes portions du faisceau incident. En effet, le faisceau émis par la source lumineuse n'est pas homogène et les brillances suivant deux rayons, même voisins, peuvent être sensiblement différentes.

La condition sera réalisée en disposant en avant de la lentille collimatrice B un fil horizontal (à enlever pendant les mesures) qui porte ombre, en arrière, sur tout le deuxième faisceau ; il est alors facile en observant par transparence le

cube de Lummer de régler la lamelle X pour que la même partie du faisceau incident vienne couvrir la plage centrale dans les deux configurations.

*Causes d'erreur.* — 1° *Défauts dus à la lamelle étudiée* : si les franges d'égale épaisseur sont trop larges et en nombre insuffisant dans la zone utilisée, la plage photométrique centrale n'est plus uniforme et l'équilibre ne peut plus être obtenu avec précision. Peu importante dans les mesures de transparence ou de réflexion sur une face libre métallique, cette cause d'erreur devient très grave dans certains cas pour la mesure de la réflexion sur une lame transparente ou sur le côté verre d'une lame métallisée. Si par contre les franges de la lamelle sont assez serrées, la plage centrale paraît bien uniforme, et la mesure donne une valeur moyenne facile à mesurer, et à interpréter, comme je l'ai déjà dit.

2° *Luminosité des plages.* — L'équilibre est facilement obtenu entre deux limites de luminosité ; en deçà, le contraste apparent diminue et l'œil se fatigue vite ; au delà, l'éblouissement réduit la sensibilité ; on peut atténuer ses effets en conservant une légère luminosité diffuse. J'ai préféré éliminer toute lumière parasite et rechercher dans chaque cas la meilleure valeur possible de la brillance des plages : ce résultat est obtenu en prenant une source brillante et affaiblissant la luminosité, lorsqu'elle est trop grande, par des lames absorbantes (pour qu'elles agissent également sur les deux faisceaux du photomètre, le mieux est de les placer sur l'œilletton).

3° *Fluctuations de la source.* — J'ai déjà signalé que le faisceau émis par la source n'est pas homogène ; de plus, sa répartition n'est pas toujours parfaitement stable : en effet le mercure distille constamment dans la lampe ; la configuration de la surface liquide, celle des courants de vapeur lumineuse changent ; de là des variations de brillance des faisceaux élémentaires.

J'ai effectué des séries de pointés successifs qui auraient

dù fournir le même résultat : en réalité, de temps en temps, un véritable bouleversement se produit dans le régime des courants de vapeur de mercure et l'équilibre photométrique se trouve modifié, en quelques secondes, de plusieurs divisions. Ces effets sont particulièrement sensibles au début du fonctionnement de la lampe. Il convient donc d'attendre l'établissement d'un régime stable, d'effectuer des séries de pointés assez courtes et de reprendre le zéro fréquemment.

*Précision.* — Dans les conditions favorables : œil reposé; lame convenable, éclairage satisfaisant comme brillance et stabilité, l'écart moyen des pointés d'une série (de 10 mesures par exemple, sans compter la première parfois défectueuse) est de 1 ou 2 dixièmes de division ; si l'on remarque qu'une densité égale à l'unité correspond à environ 100 divisions, cette précision est presque inespérée. Cela tient à l'élimination de toute lumière parasite et des effets de diffraction, ainsi qu'à la qualité du cube de Lummer, qui pourtant n'est pas parfait, la bande réfléchissante présentant quelques taches.

Il n'en résulte pas que les valeurs obtenues sont exactes à 0,002 près, car la façon d'apprécier l'équilibre photométrique peut varier légèrement d'une série à la suivante, surtout si la luminosité du champ se trouve modifiée. Il est raisonnable d'admettre que dans les conditions favorables les valeurs des densités sont exactes à 0,005 près ; l'erreur peut atteindre quelques centièmes dans les cas défavorables.

---

## CHAPITRE III

### Mesure des épaisseurs optiques.

J'appelle *épaisseur optique* d'une lame la longueur du parcours dans le vide qui correspond à la même variation de phase des vibrations lumineuses que la traversée normale de la lame. Dans le cas d'une lame vitreuse d'épaisseur géométrique  $e$  et d'indice  $n$ , cette épaisseur optique est  $l = ne$ . Dans le cas d'une lame métallique, la question est plus complexe ; toutefois, à partir d'une certaine épaisseur, on peut écrire :

$$l = l_0 + ne,$$

$l_0$  étant un terme correctif dû aux variations de phase sur les limites de séparation et à l'influence éventuelle des couches superficielles.

L'interféromètre à deux faisceaux séparés, quel qu'en soit le type, permet de mesurer non pas l'épaisseur optique mais la différence  $l - e$ , en intercalant la lame sur l'un des faisceaux et déterminant le déplacement des franges ainsi provoqué : soit  $f$  interfranges. Alors  $l - e = f\lambda$ . La méthode est bien connue.

Dans l'étude des lames métalliques minces, il faut tenir compte de l'existence du support : c'est en fait une simplification. Une bande étroite exempte de métal sera ménagée dans la préparation de la lame ou obtenue ensuite en enlevant le métal. La lame étant interposée sur l'un des faisceaux interférents, les franges seront déplacées différemment par la plage métallique et la plage dénudée ; le glissement rela-

tif sera proportionnel au *retard supplémentaire* introduit par le métal, soit à  $f$ .

Or les lames métalliques sont fortement absorbantes : il est nécessaire d'avoir des faisceaux utiles brillants et d'ouverture assez grande ; on aura donc des franges localisées d'autant plus étroitement que les faisceaux sont plus ouverts. Elles devront être localisées sur la lame elle-même (ou très près). En observant dans ce plan avec un viseur, on verra l'apparence schématisée sur la figure 4.

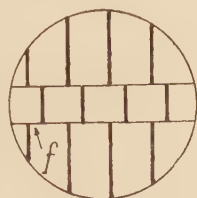


Fig. 4 — Apparence du champ de franges.

Les miroirs de Jamin, souvent utilisés comme réfractomètres interférentiels avec les lames transparentes ou d'épaisseur uniforme, ne conviennent pas ici. S. Bloch (23) les a employés dans ses études sur la fuchsine, grâce, semble-t-il, à leurs défauts. Par contre l'interféromètre à quatre lamés connu sous les noms de Zehnder et L. Mach (24) remplit toutes les conditions.

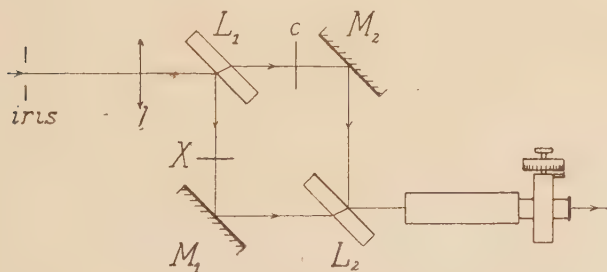


Fig. 5. — Schéma de l'interféromètre.

X : lame étudiée. c : lame absorbante équilibrant les contrastes des deux systèmes de franges.

Il se compose (fig. 5) de deux miroirs plans  $M_1$ ,  $M_2$  et de deux lames semi-transparentes  $L_1$  et  $L_2$  plan parallèles et de même épaisseur. Les faisceaux interférents sont largement

séparés et la possibilité de régler les quatre surfaces actives (au lieu de deux) donne au dispositif une grande souplesse. En particulier, il est possible d'obtenir des franges localisées en tel plan que l'on veut, d'orientation et de largeur arbitraire, et cela avec des faisceaux utiles relativement très ouverts, si l'on ne cherche pas à avoir un champ de franges très étendu. Même avec des lames non parfaites, on atteint de très grandes luminosités <sup>(1)</sup>. Comme contre-partie, le réglage est plus délicat que celui des miroirs de Jamin; les franges sont plus sensibles aux trépidations et aux courants d'air.

*Emploi de l'appareil.* — La méthode la plus simple, que j'ai adoptée, consiste à observer le plan de la lame à étudier, placée sur l'un des faisceaux normalement au rayon moyen, avec un viseur à oculaire micrométrique, et à mesurer directement le glissement relatif  $f$  en explorant le champ d'observation, qui se présente comme sur la figure 4, avec le système des fils mobiles. On éclaire en lumière monochromatique.

Pour trouver le sens du glissement, on est tenté de suivre les franges à travers la limite des plages, en dérégulant un peu la mise au point du viseur. On sait depuis longtemps que les apparences obtenues ainsi n'ont aucune signification, en général, la jonction apparente des franges se faisant d'un côté ou de l'autre suivant les cas. On peut avec plus de sécurité, lorsque les lames sont assez minces et à faible dispersion (c'est le cas avec les couches de fer), opérer en lumière blanche, amener la frange achromatique dans le champ d'observation, et voir comment elles se rejoignent à travers les limites des plages. En fait il n'y a pas de difficulté, le glissement  $f$  étant très petit, presque toujours inférieur à 0,5. Il suffit de connaître le sens des retards croissants dans le champ d'observation : on l'obtient en faisant tourner la

<sup>(1)</sup> Un appareil analogue a été présenté en 1923 à l'Exposition de Physique et de T. S. F. par M. A. Dufour (*J. de Phys.*, 4 (1923), p. 519).

lamelle autour d'un axe de son plan ; lorsque l'incidence augmente, les franges se déplacent dans le sens inverse.

Au lieu d'observer en lumière monochromatique, on peut aussi utiliser la lumière blanche et projeter l'image de la lame sur la fente, assez étroite et parallèle aux franges, d'un spectroscope : on obtient deux spectres cannelés superposés, présentant un glissement correspondant à  $f$  ; on le mesurera directement avec un oculaire micrométrique, ou bien on compensera le retard relatif avec une lame très mince (de mica) étalonnée, ainsi que l'ont fait Cartmel (25) et, après lui, Clark et Skinner et Tool (25, 1). Le montage est plus compliqué, le réglage plus délicat ; les réflexions multiples dans les lamelles peuvent provoquer des erreurs (petites en vérité) ; enfin il n'y a pas de compensation possible des petits défauts des lames étudiées ; par contre on peut déterminer la dispersion.

*Précision.* — Elle dépend du contraste des franges et diminue avec celui-ci ; or si les franges sont brillantes sur la plage dénudée, qui est transparente, elles sont pâles sur les plages métalliques, en raison de la différence de brillance des faisceaux interférents : il faut égaliser les contrastes des deux systèmes en plaçant sur le faisceau libre une lame mince  $c$  dont l'absorption soit intermédiaire entre celles des deux plages de la lame étudiée.

Il faut choisir des lames régulières, donnant des franges sensiblement rectilignes et équidistantes ; obtenir des lignes de séparation des plages aussi nettes que possible.

Enfin, les mouvements du sol ont une influence néfaste ; les vibrations rapides sont moins dangereuses que les mouvements plus lents, susceptibles de donner aux franges des déplacements importants dont on ne s'aperçoit pas toujours. Il convient de travailler aux heures où ces mouvements, dûs surtout au passage de lourds véhicules, sont les plus réduits.

La précision est donc faible : il convient d'améliorer les résultats en multipliant les mesures, étendues sur un grand

nombre de franges. Dans chaque cas, les franges sont réglées au maximum de netteté et à l'écartement le plus favorable.

Dans les cas favorables,  $f$  doit être obtenu à 0,01 près ; en moyenne l'erreur peut être de 0,02 à 0,03. Certaines lames défectueuses donnent des résultats moins bons encore.

*Réalisation.* — J'ai utilisé des glaces circulaires travaillées, les unes sur une face seulement pour servir de miroirs, les autres sur deux faces. Les premières ont reçu une métallisation ionoplastique assez épaisse (argent ou platine), les autres une métallisation légère pour servir de lames semi-transparentes. Les quatre lames sont montées sur des supports indépendants à vis calantes. Les miroirs et la lame d'entrée sont susceptibles de deux réglages d'orientation autour de deux axes sensiblement dans le plan de la surface utile : l'un vertical, l'autre horizontal. La lame de sortie, réglable seulement autour d'un axe horizontal, est montée sur un chariot susceptible d'un mouvement de translation par une glissière à long guidage.

Les quatre éléments reposent sur une épaisse dalle d'ardoise ; l'expérience m'a montré que les franges sont en général très stables et qu'il n'était pas besoin d'une suspension anti-vibratoire dans la salle et pendant la période où j'ai effectué les mesures.

La source de lumière est une lampe à vapeur de mercure en quartz (120 volts, 4 ampères), dont l'image est projetée sur un iris devant lequel peuvent être placées des cuves absorbantes (bichromate et sel de didyme pour isoler la raie verte, éosine-chrysoïdine pour les raies jaunes). Pour les mesures, une seule lentille projette l'image de l'iris sensiblement sur les miroirs  $M_1$  et  $M_2$ .

Les lames à étudier sont placées dans une pince à ressort permettant tous les mouvements nécessaires ; elles sont réglées normalement à la direction moyenne du faisceau utile, entre  $L_1$  et  $M_1$ . Sur l'autre faisceau est placée la lame

compensatrice servant à équilibrer les contrastes des deux systèmes de franges.

Enfin un viseur à oculaire micrométrique est réglé pour observer dans le plan de la lame étudiée. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec un réticule mobile à deux fils parallèles rapprochés servant à encadrer successivement les franges qui se peignent sur la lame, en réglant l'écartement de ces franges pour chaque lame.

Le réglage de l'appareil ne présente rien de particulier : il suffit d'opérer avec méthode, jusqu'à obtenir les franges achromatiques, qui sont très brillantes. Il n'est pas indispensable, mais recommandable, d'opérer avec un ordre d'interférence assez petit.

Je ne ferai pas ici la théorie de l'appareil : il suffit qu'il donne des franges excellentes et qu'on puisse les régler aisément, ce qui est le cas.

---

## CHAPITRE IV

### Mesure des épaisseurs.

La substance étudiée est supposée limitée par deux surfaces parfaitement planes et parallèles : leur distance est l'épaisseur  $\zeta$ . Ce n'est qu'une approximation, en raison de la discontinuité de la matière ; mais elle est légitime si l'épaisseur n'est pas trop petite, supérieure par exemple à une dizaine de diamètres atomiques, soit quelques  $m\mu$ . C'est ici le cas : les épaisseurs de métal que j'ai mesurées sont comprises entre cette limite inférieure et environ 250  $m\mu$  ; au delà, les lames sont pratiquement opaques.

De telles épaisseurs sont petites et leur mesure est délicate : les méthodes utilisables avec sécurité sont peu nombreuses et peu précises en valeur relative.

La méthode des *pesées*, souvent utilisée, suppose que les lames obtenues sont d'épaisseur uniforme et que la densité est égale à celle du métal massif : on obtient en fait une épaisseur massique. De plus les masses sont petites et déterminées par différence, ce qui est désavantageux. Par exemple la masse par centimètre carré d'une couche de fer de 100  $m\mu$ , déjà très absorbante, est inférieure à 1/10 de milligramme beaucoup plus petite que celle de la lamelle de support. Les pesées sont donc très délicates.

Le *dosage chimique* du métal déposé en couche uniforme sur une surface connue est une pesée indirecte ; il est difficile en raison des faibles quantités obtenues. Freundlich, Patscheke et Zocher transforment en sel ferreux et dosent au permanganate ; Houllévigüe (27) transforme le métal en sel ferrique et dose colorimétriquement au sulfocyanure.

Restent les *méthodes optiques* <sup>(1)</sup>. Celles de Fizeau et de Wernicke, satisfaisantes pour l'argent et le cuivre, ne peuvent se généraliser. J'ai employé la méthode de Wiener (28).

La lame étudiée est dégarnie de métal suivant une bande étroite comme pour la mesure de l'épaisseur optique; si l'on place presque au contact de la surface obtenue la face plane d'une lame de comparaison et si l'on observe en lumière monochromatique, on voit la surface sillonnée par des franges suivant une apparence analogue à celle de la figure 4 : les deux systèmes présentent un glissement relatif  $g$ , qui serait proportionnel à l'épaisseur cherchée si les réflexions sur les deux plages de la lame étudiée se faisaient avec la même variation de phase. Il en est ainsi lorsqu'on opère avec une lame d'argent transformée en iodure. Mais la réflexion métallique correspond à un changement de phase différent de  $\pi$  et variable suivant les métaux : il en résulte que l'influence de cet effet doit être éliminée et les auteurs qui l'ont oubliée, tels Skinner et Tool, ont obtenu des résultats erronés.

La correction, théoriquement possible mais incertaine, est supprimée en recouvrant la lame étudiée, par projection cathodique ou autrement, d'une couche de métal *uniforme* et assez épaisse pour égaliser les différences de phase introduites par la réflexion sur les deux plages comparées. On obtient ainsi deux surfaces métalliques de propriétés optiques *identiques* et décalées d'une profondeur égale à l'épaisseur cherchée : le glissement relatif  $g$  des deux systèmes de franges est alors lié à  $\zeta$  par la formule simple :

$$g\lambda = 2\zeta.$$

La couche supplémentaire doit être uniforme : Wiener, qui, sur l'indication de Kundt, a essayé la méthode pour les

(1) Les méthodes indirectes, telles celle employée par Betz, ne sont pas légitimes ici.

couches d'argent, l'a comparée à celle de Wernicke : les écarts entre les deux méthodes sont de l'ordre des erreurs d'expérience, ce qui légitime le procédé. J'ai utilisé comme couche supplémentaire tantôt du fer distillé, tantôt de l'argent pulvérisé dans un appareil spécial (cathode d'argent, diamètre 20 mm., à 3 cm. de la lame, 45 minutes environ avec 1 milliampère sous 1300 volts).

L'appareil utilisé pour les mesures est très simple ; la lamelle, préparée comme ci-dessus, est posée sur une platine

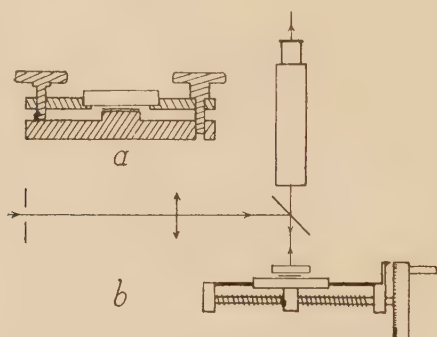


Fig. 6. — Mesure des épaisseurs.  
a, coupe du dispositif de réglage des franges.  
b, schéma de l'appareil.

métallique épaisse (fig. 6a) ; la lame plane de comparaison est placée au-dessus, sans contact avec la lamelle pour éviter toute déformation, dans un logement pratiqué dans une plaque métallique maintenue contre la platine par trois vis calantes et trois vis de blocage, réparties régulièrement : la lame d'air dans laquelle se produisent les franges est réglée ainsi très aisément. L'ensemble est posé sur le chariot mobile d'une machine à diviser, mû par une vis micrométrique d'excellente qualité (fig. 6b) ; les franges sont observées avec un viseur fixe à fil réticulaire. Le coin d'air est éclairé normalement par un faisceau monochromatique (radiation verte du mercure) sensiblement parallèle, réfléchi par une

lame travaillée optiquement placée obliquement entre le viseur et le chariot mobile. La manœuvre de la vis micrométrique fait défiler sur le fil réticulaire successivement les franges des deux systèmes; les lectures du tambour divisé donnent leurs intervalles.

Les pointés sont beaucoup améliorés en argentant légèrement la lame de comparaison : les franges deviennent beaucoup plus fines; elles sont en général dissymétriques, en raison des propriétés des couches métalliques minces (Hamy) (29); cette dissymétrie n'est pas gênante, étant la même pour les deux systèmes de franges à comparer.

*Causes d'erreur.* — La vis micrométrique servant aux mesures peut présenter des défauts périodiques à courte période (sur un tour) ou accidentels : leur influence sera éliminée ou très atténuée en prenant la moyenne d'un grand nombre de résultats portant sur le plus grand nombre de franges possible.

Les lamelles de verre mince présentent souvent, non seulement une courbure peu gênante si elle est faible, mais des bosses ou dépressions locales qui déforment les franges : celles-ci deviennent irrégulières. J'ai diminué l'importance de cette cause d'erreur en multipliant les mesures et surtout en sélectionnant les lamelles couvre-objets de microscope que j'ai utilisées : j'ai choisi parmi des centaines de lamelles celles qui étaient exemptes de fils ou granulations, d'épaisseur assez régulièrement variable (observation des franges d'égale épaisseur) et de surface libre à faible courbure : la proportion des lamelles satisfaisantes est très faible. Les meilleures ont été des lamelles d'hématimètre (que je dois à l'obligeance de MM. Stiassnie).

La précision est très variable suivant les lames. Dans les cas favorables, les valeurs de l'épaisseur sont affectées d'erreurs accidentelles de 1 ou 2  $\mu$ .

---

## CHAPITRE V

### Mesures polarimétriques.

J'ai étudié la biréfringence et le dichroïsme des couches minces de fer et leurs effets magnéto-optiques : par transmission (effet Faraday) et par réflexion (effet Kerr magnéto-optique). Dans tous les cas, une vibration rectiligne monochromatique est transformée en une vibration elliptique, qui est définie par sa brillance et par deux paramètres géométriques :

La *rotation*  $\rho$ , angle que fait le grand axe de la vibration avec la direction de la vibration rectiligne incidente, compté positivement dans le sens des aiguilles d'une montre, pour l'observateur qui reçoit le faisceau modifié ;

L'*ellipticité*  $E$  ou  $\varepsilon$  ;  $E$  représentant le rapport des axes de la vibration elliptique,  $\varepsilon$  étant l'angle dont la tangente est égale à  $E$ , tous deux étant comptés positivement pour une vibration à droite, négativement dans le cas contraire <sup>(1)</sup>.

Après divers essais, j'ai adopté pour mes mesures l'appareil général d'analyse elliptique réalisé par Chaumont (30), qui se prête bien à la mesure simultanée de  $\rho$  et de  $\varepsilon$ , et dont l'étalonnage est simple. Pour sa description, je renvoie au mémoire de Chaumont.

*Etalonnage de l'analyseur.* — Un analyseur parfait aurait un compensateur exactement quart-d'onde pour les radiations utilisées, ce qui n'est pas réalisable dès qu'on en

(1)  $\varepsilon$  en radians et  $E$  sont numériquement égaux pour des vibrations très aplaties. — — — —

emploie plusieurs, et un système de plages *équilibré*, c'est-à-dire repérant une vibration rigoureusement rectiligne. Dans ces conditions, l'équilibre polarimétrique étant réalisé successivement pour la vibration incidente et la vibration transformée, la rotation  $c$  du compensateur serait égale à la rotation  $\rho$  de la vibration et la rotation relative  $n$  du système de plages par rapport au compensateur serait égale à l'ellipticité  $\varepsilon$  (au signe près).

Ces conditions ne pouvant être réalisées qu'exceptionnellement, il faut, ou bien étalonner l'analyseur pour déterminer les relations exactes entre les lectures et les grandeurs cherchées, ou bien utiliser une méthode, celle de Stokes par exemple, n'exigeant pas l'étalonnage. Lorsqu'il s'agit d'effectuer une longue série de mesures analogues, le premier procédé est évidemment plus commode.

Il faut d'abord déterminer l'ellipticité  $\varepsilon_0$  du système de plages dans les conditions d'emploi et le retard  $\theta$  introduit par le compensateur.  $\varepsilon_0$  est déterminée en appliquant la méthode de Stokes à une vibration rectiligne.  $\theta$  est ensuite obtenu en déterminant, par la même méthode, l'ellipticité d'une vibration dont on connaît le signe et approximativement l'orientation (pour éviter les erreurs de signe) et utilisant les formules générales 8 de la thèse de Chaumont, chapitre III, ou les formules de Tuckermann, employées par Tool (31), ou toute autre formule équivalente.

Dans l'appareil utilisé, l'ellipticité  $\varepsilon_0$  du système de plages est très petite ; le compensateur est presque rigoureusement quart-d'onde pour les raies jaunes du mercure ( $\theta = 90^\circ 2' 55''$ ) et ne s'écarte pas trop de cette condition pour la raie verte ( $\theta = 94^\circ 52' 10''$ ).

Tenant compte de cette circonstance et du fait que les rotations et ellipticités mesurées sont petites, les formules générales se simplifient, à l'approximation des mesures, et deviennent :

$$\begin{aligned} \text{rotation :} & \quad \rho = c + n \cos \theta ; \\ \text{ellipticité :} & \quad \varepsilon = - n \sin \theta . \end{aligned}$$

Pour les radiations utilisées, ces formules deviennent :

$$\begin{aligned} \text{Raie verte} & \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho = c - 0,085 n . \\ \varepsilon = - n(1 - 0,0036) . \end{array} \right. \\ \text{Raies jaunes} & \quad \left\{ \begin{array}{l} \rho = c - 0,00085 n . \\ \varepsilon = - n . \end{array} \right. \end{aligned}$$

*Description du montage pour les mesures magnéto-optiques.* — Les lames étudiées doivent être placées dans un champ magnétique normal à la surface du métal, pour le cas

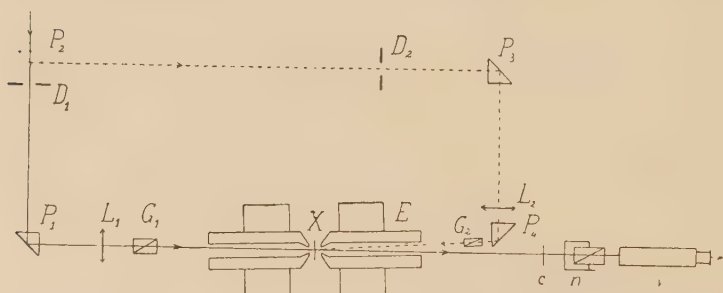


Fig. 7. — Schéma du montage polarimétrique.

de l'aimantation polaire seul envisagé. Il doit être possible de mesurer successivement sans nouveau réglage, les effets Kerr et Faraday. Le dispositif adopté est représenté sur la figure 7.

La lame de fer est placée en X normalement à l'axe de l'électro-aimant E, type Weiss petit modèle, à trois bobines magnétisantes sans refroidissement artificiel et à noyaux réglables percés suivant l'axe. Pour l'effet Faraday, le faisceau monochromatique venant d'une lampe à vapeur de mercure de grande brillance (de la société Lacarrière) suivie d'un séparateur de radiations, est réfléchi par le prisme P<sub>1</sub>, con-

centré par la lentille  $L_1$ , polarisé par le Glazebrook  $G_1$ , et vient donner sur la lame X une image du diaphragme circulaire d'entrée du monochromateur ; il est ensuite reçu par l'analyseur, comportant le compensateur  $c$ , l'analyseur spécial à pénombres  $n$  et le viseur  $v$  servant à observer le système de plages de  $n$  ; le viseur est tel que le cercle oculaire soit conjugué de X, et de la source lumineuse (condition optimum) ; un iris  $D_1$ , conjugué du système de plages, limite le faisceau à l'ouverture strictement utile.

Pour la mesure de l'effet Kerr, il suffit d'interposer sur le faisceau parallèle incident un prisme  $P_2$ , monté sur une glissière ; le faisceau dévié est renvoyé sur la face réfléchissante de X par les deux prismes  $P_3$  et  $P_4$ , concentré comme dans le cas précédent par la lentille  $L_2$  et polarisé par  $G_2$  ; il se réfléchit en X sous une incidence très petite (environ  $1^\circ$ ), puis est reçu sur l'analyseur ; un iris  $D_2$  joue le même rôle que  $D_1$ . L'électro-aimant et la lame X sont légèrement inclinés sur les faisceaux lumineux : cela ne présente pas d'inconvénient, les effets magnéto-optiques changeant à peine pour des incidences notables ( $15^\circ$  selon Righi).

L'ensemble du dispositif est protégé par des écrans et enveloppes noircis qui éliminent toute lumière parasite, ce qui est indispensable pour de bonnes mesures. Bien entendu, tous les éléments sont calculés et réglés pour assurer le libre passage et le centrage des faisceaux utiles. Le réglage d'ensemble ne présente pas de difficultés spéciales, mais exige de la méthode. Les retouches à effectuer de temps en temps sont très petites en raison de la stabilité du montage.

*Champ magnétique.* — En raison de l'emploi de pièces polaires percées, de la nécessité de régler les lames étudiées et d'obtenir un champ sensiblement uniforme dans la portion utile de la lame, l'intensité du champ magnétique ne peut pas être très élevée : elle n'a pas dépassé 11 000 gauss dans les expériences définitives, avec un courant magnétisant d'environ 35 ampères, qui produit déjà un échauffe-

ment rapide ; il en résulte que les couches de fer ne sont pas aimantées à saturation, ce qui exigerait des champs de 30 000 gauss, à cause du champ démagnétisant très intense des couches minces. L'entrefer est de 18 mm., et les lames sont placées au milieu de l'intervalle.

L'intensité du champ magnétique produit par l'électro-aimant est évaluée par la rotation magnétique dans une lame de verre d'épaisseur 3,60 mm., donnant dans un champ de 10 kilogauss une rotation de  $78',5$  ( $\lambda = 546$ ). L'étalonnage a été effectué avec un champ plus faible, uniforme dans un espace plus grand qu'avec les pièces polaires coniques, l'intensité étant mesurée avec une bobine exploratrice reliée à un fluxmètre étalonné.

D'ailleurs, l'expérience m'a montré que si l'écartement des pièces polaires n'est pas modifié, la même intensité de champ  $H$  correspond toujours à la même intensité du courant magnétisant  $I$ , avec une précision largement suffisante, comparable à celle des pointés polarimétriques sur la lame étalonnée ; dans les conditions d'emploi, les effets d'hystérésis de l'électro-aimant sont négligeables. Dans la plupart des cas, j'ai donc simplement repéré l'intensité  $I$  du courant sur un ampèremètre de contrôle à cadre mobile (dont l'étalonnage absolu n'a pas besoin d'être connu) et évalué  $H$  d'après la courbe d'étalonnage, vérifiée de temps en temps.

*Réglage des couches de fer.* — Elles sont montées sur un chariot mobile dans l'entrefer de  $E$  et muni des ouvertures nécessaires pour le passage de la lumière : une devant la lame étudiée, une autre complètement libre pour repérer la vibration incidente, la dernière portant la lame étalonnée, qui, pour la mesure de  $H$ , vient se substituer exactement à la couche de fer.

Il est nécessaire, pour les mesures de l'effet Kerr, d'assurer une orientation de la surface réfléchissante, sans déformer les lamelles très minces employées. Ce résultat est obtenu par des vis de réglage ; l'orientation est vérifiée en réduisant

l'ouverture de l'iris  $D_2$  et agissant sur les vis de réglage pour centrer exactement l'image de cet iris sur le système de plages ; en même temps, la qualité de cette image renseigne sur la valeur optique de la surface réfléchissante et sur ses déformations.

*Causes d'erreur ; précision.* — J'ai étudié l'excentricité et l'erreur de calage relatif des verniers de chacun des deux cercles divisés de l'analyseur ; j'ai trouvé pour le cercle extérieur :

Excentricité :  $25''$  ; erreur de calage : négligeable (moins de  $5''$ ).

Pour le cercle intérieur :

Excentricité :  $15''$  ; erreur de calage :  $30''$ .

Pour les petites rotations, il est inutile de lire les deux verniers de chaque cercle : un seul suffit ; la correction est inférieure aux erreurs des pointés.

Les irrégularités des intervalles des graduations pourraient provoquer des erreurs d'environ  $20''$  ; j'ai réduit leur influence au minimum par une observation attentive de l'ensemble du vernier, au cours des mesures. J'estime à  $20''$  les erreurs moyennes des lectures.

La précision des pointés polarimétriques (discutée par Chaumont) dépend des défauts des plages, de la finesse des lignes de séparation, de la diffusion et de la dépolarisation partielle de la lumière par les pièces traversées, et enfin de la brillance apparente des plages. Pour diminuer les effets de diffusion et de dépolarisation, j'ai enlevé, pour les mesures, toutes les lames protectrices des polariseurs et de l'analyseur et éliminé la lumière parasite grâce aux précautions signalées. La brillance apparente des plages dépend elle-même de la source lumineuse, de l'affaiblissement par les transmissions ou réflexions subies et du diamètre du cercle oculaire ; j'ai pris celui-ci aussi grand que possible en utilisant sur les couches de fer une zone circulaire de 4 mm. de diamètre,

quand l'uniformité le permettait. L'angle des plages est toujours réglé à la valeur optimum.

Dans les conditions favorables, la précision des pointés est de l'ordre de 10". Avec des couches de fer de forte densité optique, la précision diminue beaucoup, et les erreurs des pointés peuvent s'élever à quelques minutes.

Avec des lames non uniformes (certaines lames de distillation) des erreurs proviennent, soit des déplacements de l'œil qui modifient légèrement l'équilibre des plages, soit des fluctuations de la source : on ne peut les diminuer qu'en diaphragmant sur la lame elle même pour y définir une zone homogène, ce que j'ai fait parfois ; mais la luminosité diminue assez vite, par réduction du cercle oculaire, et on est vite arrêté dans cette voie.

Tenant compte de toutes ces circonstances, on peut évaluer la précision des mesures polarimétriques à 30" environ dans les cas favorables, l'erreur pouvant dépasser 1' avec les lames fortement absorbantes et atteindre plusieurs minutes dans certains cas.

Les erreurs sont beaucoup plus considérables avec la lumière violette (importance de la diffusion et manque de sensibilité de l'œil au contraste des plages) et c'est pour cela que je n'ai pas opéré avec la raie  $\lambda = 435$  du mercure : les résultats étaient trop défectueux.

---

## DEUXIÈME PARTIE

### RÉSULTATS

#### CHAPITRE VI

##### Propriétés optiques des lames minces de fer. Théorie.

Abstraction faite de l'existence possible de couches superficielles, un métal homogène et isotrope est caractérisé optiquement par deux paramètres  $n$  et  $q$ , respectivement *indice de réfraction* et *indice d'extinction*, ou, ce qui revient au même, par un indice de réfraction complexe  $\nu = n + iq$ .

Je considère uniquement le cas de la propagation normale aux surfaces limites, supposées parfaites et parallèles. Les formules indiquées seront pratiquement valables pour des angles d'incidence petits, ne dépassant pas quelques degrés.

Dans ces conditions, les plans d'ondes et les plans d'absorption sont parallèles aux surfaces limites. Les vecteurs électrique  $E$  et magnétique  $H$  de la théorie électromagnétique sont constamment dans ces plans, normaux à la direction de propagation  $Oz$ . La vitesse de phase dans le métal est  $\frac{c}{n}$  ( $c$  = vitesse de la lumière dans le vide), comme pour un milieu transparent d'indice  $n$ . Mais l'amplitude de  $E$  (ou de  $H$ ) diminue dans la propagation et se trouve multipliée par le *facteur d'affaiblissement intérieur*  $e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0} qz}$  pour un parcours égal à  $z$  ( $\lambda_0$  = longueur d'onde dans le vide).

Il est commode d'employer la méthode symbolique imaginaire et de représenter la variation de  $E$  en chaque point par une expression de la forme :  $E = E_0 e^{-i\omega t}$ ,  $E_0$  étant une quantité réelle ou complexe, dont le module est l'amplitude réelle et l'argument la phase pour  $t = 0$ , étant entendu qu'on ne conserve finalement que la partie réelle.

Avec cette convention, si  $E_0 e^{-i\omega t}$  représente la vibration pour l'abscisse  $z = 0$ , la vibration pour une abscisse quelconque  $z$  sera :

$$\begin{aligned} E &= E_0 e^{-\frac{2\pi qz}{\lambda_0}} \cdot e^{-i\omega\left(t - \frac{nz}{c}\right)} \\ &= E_0 e^{-i\omega t} \cdot e^{-\frac{2\pi qz}{\lambda_0}} \cdot e^{i\frac{2\pi n z}{\lambda_0}}. \end{aligned}$$

On l'obtient en multipliant  $E_0 e^{-i\omega t}$  par :

$$X = e^{i\frac{2\pi n z}{\lambda_0}} = Q e^{i\delta}, \text{ où } Q = e^{-\frac{2\pi qz}{\lambda_0}} \text{ et } \delta = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \cdot z.$$

$X$  sera le *facteur complexe d'affaiblissement intérieur*, son module  $Q$  étant le *facteur réel* et son argument  $\delta$  le *retard de phase* par rapport à l'origine.

Si maintenant une opération quelconque (réflexion ou transmission par exemple) modifie la vibration, elle pourra être caractérisée par un *facteur complexe* (de réflexion ou de transmission) dont le module sera le *facteur réel* qui multiplie l'amplitude vibratoire et l'argument le *retard de phase* correspondant.

Enfin, pour éviter toute ambiguïté, je suppose ici la vibration rectilignement polarisée, de direction parallèle à l'axe  $Ox$ ; le vecteur *électrique* (choisi pour représenter la vibration) sera représenté par la valeur algébrique de sa projection sur  $Ox$  <sup>(1)</sup>.

(1) Les conventions et notations employées sont différentes de celles adoptées dans de nombreux ouvrages,

Je vais donner sans démonstration les formules représentant les propriétés optiques des couches métalliques minces sur un support transparent.

*Notations.* — La lame mince de métal, d'épaisseur  $\zeta$ , de constantes  $n$  et  $q$ , est déposée sur une lame de verre d'épaisseur  $\zeta'$ , d'indice  $n'$ ; l'ensemble se trouve dans l'air, d'indice pratiquement égal à l'unité. Posons :

$$a = \frac{v-1}{v+1} = A e^{i\alpha}; \quad a' = \frac{v-n'}{v+n'} = A' e^{i\alpha'}; \quad a'' = \frac{n'-1}{n'+1}.$$

$a$  et  $a'$  sont respectivement les deux facteurs complexes de réflexion *intérieure* sur les surfaces séparant le métal de l'air et du verre; —  $a$  et  $-a'$  sont les facteurs de réflexion *extérieure* correspondants. Le facteur de transmission air-métal sera  $b = B e^{i\beta} = 1 - a$ ; de même  $b_1, b', b'_1$  seront les facteurs de transmission métal-air, verre-métal, métal-verre.  $A$  et  $\alpha$  sont respectivement le module et l'argument de  $a$ ; les notations sont analogues pour les autres facteurs;  $a''$  enfin est le facteur (réel) de réflexion intérieure sur la surface verre-air, le facteur de réflexion dans l'air étant  $-a''$  (le signe — correspond au changement de phase égal à  $\pi$  qui accompagne cette réflexion).

Il est utile de remarquer, pour les calculs, que  $a, a'$  et  $a''$ , fonctions homogènes des trois indices, ne sont pas indépendants; il existe entre eux une relation susceptible de plusieurs formes strictement équivalentes, en particulier les suivantes :

$$\begin{aligned} (1) \quad & (1+a)(1-a')(1-a'') = (1-a)(1+a')(1+a'') \\ (2) \quad & a' + a'' - a = aa'a'' \quad \text{ou} \quad a - a' = a''(1 - aa') \end{aligned}$$

Le facteur de transmission interne dans le métal sera :

$$X = Q e^{i\delta} \quad \text{avec} \quad Q = e^{-\frac{2\pi q}{\lambda_0} \zeta}, \quad \delta = \frac{2\pi n}{\lambda_0} \zeta$$

et le facteur de transmission interne dans le verre sera de même :

$$X' = e^{i\delta'} \quad \text{avec} \quad \delta' = \frac{2\pi n'}{\lambda_0} z'.$$

*Formules.* — Soit  $\alpha$  le facteur de réflexion sur la surface limite métallique de la lame complexe,  $\alpha'$  le facteur de réflexion sur la surface vitreuse,  $\beta$  le facteur de transmission (unique quel que soit le sens de propagation). Ils sont donnés par les formules théoriques suivantes, qui tiennent compte des réflexions multiples dans le métal et dans le verre, réflexions qu'il serait imprudent de négliger pour les petites épaisseurs :

$$(3) \quad \begin{aligned} \alpha &= -\frac{a - a'X^2 + a'X'^2(aa' - X^2)}{D} \\ \alpha' &= -\frac{a''(1 - aa'X^2) + X'^2(a' - aX^2)}{D} \\ \beta &= \frac{(1 - a)(1 + a')(1 + a'')XX'}{D} = \frac{(1 - a'')(1 - aa'')XX'}{D} \end{aligned}$$

où :

$$D = 1 - aa'X^2 + a''X'^2(a' - aX^2).$$

La forme de ces équations se simplifie en posant :

$$(4) \quad \begin{aligned} u &= 1 - aa'X^2 = Ue^{i\psi} & v &= a' - aX^2 = Ve^{i\varphi} \\ u' &= a - a'X^2 = U'e^{i\psi'} & v' &= aa' - X^2 = V'e^{i\varphi'}; \end{aligned}$$

on obtient :

$$(5) \quad \begin{aligned} \alpha &= -\frac{u' + a''X'^2.v}{u + a''X'^2.v}; & \alpha' &= -\frac{a''.u + X'^2.v}{u + a''X'^2.v} \\ \beta &= \frac{(1 - a'')(1 - aa'')XX'}{u + a''X'^2.v} \end{aligned}$$

*Interprétation des mesures interférentielles d'épaisseur optique.* — Ces mesures donnent directement la différence  $\Delta$  des retards de phase subis par les ondes qui traversent la lame complexe et par celles qui traversent le verre dans la partie exempte de métal ; ces retards doivent être comptés

pour les deux systèmes d'ondes entre les mêmes plans situés dans les milieux extrêmes, par exemple les surfaces limites de la lame complexe. Le facteur de transmission dans la lame complexe est  $\mathfrak{B}$ . Le second système d'ondes traverse, entre les mêmes surfaces limites, la lame de verre et une épaisseur d'air égale à celle du métal, soit  $\zeta$ ; le facteur de transmission correspondant sera obtenu en remplaçant, dans  $\mathfrak{B}$ ,  $n$  par 1,  $q$  par 0,  $a$  par 0,  $a'$  par  $-a''$  et  $X$  par

$$X_0 = e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0} i \zeta}; \text{ son expression est : } \mathfrak{B}_0 = \frac{(1 - a''^2) X_0 X'}{1 - a''^2 X'^2}$$

qu'on peut trouver également en multipliant par  $X_0$  le facteur de transmission du verre seul.

Le *retard relatif*  $\Delta$  est l'argument du quotient :

$$\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{B}_0} = \frac{X}{X_0} \cdot \frac{(1 - aa')(1 - a''^2 X'^2)}{D}$$

Cette expression est différente de  $\frac{X}{X_0}$  et dépend de  $X'$ , donc de l'épaisseur de la lame de verre. Si celle-ci est uniforme, il faut, pour être exact, effectuer une correction, petite en vérité, car  $a''$  est petit. Si l'épaisseur du verre est variable régulièrement, cette correction périodique sera pratiquement éliminée en prenant la moyenne d'un certain nombre de mesures, ce qui est réalisé dans mes expériences.

Pour calculer  $\Delta$ , on remplace, dans l'expression du quotient,  $X'$  par 0; elle devient :  $\frac{X}{X_0} \cdot \frac{1 - aa'}{1 - aa' X'^2}$ , qui, à un facteur réel près, est égal à :  $\frac{X}{X_0} \cdot \frac{(1 - a)(1 + a')}{u}$ .

Le premier facteur  $\frac{X}{X_0}$  correspond à la traversée propre du métal; son argument est  $\frac{2\pi}{\lambda_0} (n - 1) \zeta$ , comme pour une substance vitreuse. Le numérateur  $(1 - a)(1 + a')$  correspond aux variations brusques de phase dans la traversée des surfaces limites du métal; son argument est :  $\beta + \beta'_1 = \psi_0$  (c'est aussi l'argument de  $u$  pour  $\zeta = 0$ ). Enfin le dénomi-

nateur est un terme correctif dû aux réflexions multiples dans le métal et tendant vers 1 pour les grandes épaisseurs ; son argument est  $\psi$ .

Finalement, le retard mesuré est représenté par l'expression :

$$\Delta = 2\pi f = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n - 1)\zeta + \psi_0 - \psi.$$

*Application aux couches minces de fer.* — Je prends comme constantes du fer massif :  $n = 2,4$  ;  $q = 3,3$  (ces va-

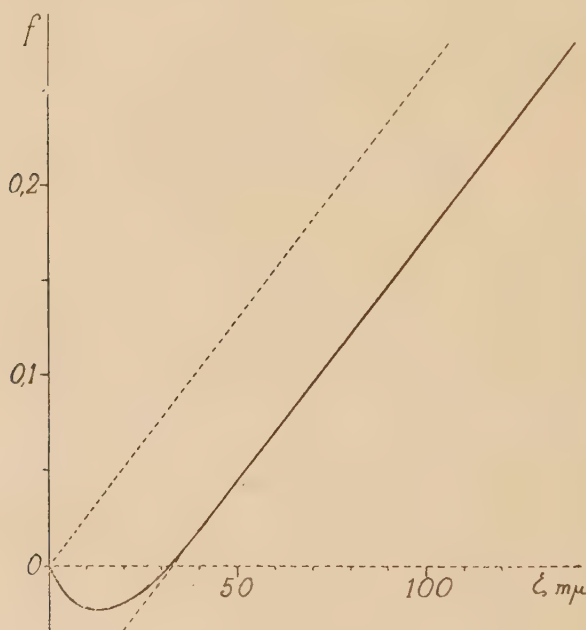


Fig. 8. — Variation du retard optique en fonction de l'épaisseur de la couche de fer.  $f$  = retard optique en fraction de longueur d'onde.  $\zeta$  = épaisseur du fer en  $m\mu$ .

leurs sont de l'ordre de grandeur de celles trouvées par Drude, Minor et Tool) et pour indice du verre :  $n' = 1,5$ .

Le terme constant  $\psi_0$  a pour valeur :  $-30^{\circ} 24' 30''$  ; il est

loin d'être négligeable. Le terme variable  $\psi$ , égal à  $\psi_0$  pour une épaisseur nulle de métal, tend vers 0 quand  $\zeta$  augmente, et devient rapidement négligeable :  $2^\circ 50'$  pour  $\zeta = 25 \text{ m}\mu$ , inférieur à  $30'$  déjà pour  $\zeta = 35 \text{ m}\mu$ . La figure 8 représente les variations, en fonction de l'épaisseur  $\zeta$  du métal, du glissement des franges  $f = \frac{\Delta}{2\pi}$ .

On voit que la courbe est pratiquement confondue avec son asymptote :  $f = 0,00256(\zeta - 32,95)$ , pour les épaisseurs supérieures à  $35 \text{ m}\mu$ ; entre 0 et  $30 \text{ m}\mu$ ,  $f$  est négatif et petit, atteignant à peine  $0,0225$  pour  $15 \text{ m}\mu$ ; cette valeur est de l'ordre des erreurs de mesures, pour ces petits décalages. Expérimentalement, on doit trouver un effet presque nul jusqu'à  $35 \text{ m}\mu$ , et, au delà, une variation linéaire : *l'avance de phase due à la traversée des surfaces limites du métal compense le retard correspondant à un parcours intérieur de  $33 \text{ m}\mu$  environ*. Si l'on remarque qu'une lame de fer de  $100 \text{ m}\mu$  est déjà très absorbante, on voit qu'un oubli des propriétés particulières des métaux pourrait provoquer des erreurs très graves.

*Interprétation des mesures photométriques.* — Si la lamelle de verre était plan-parallèle, la transparence T et les pouvoirs réflecteurs R et R' de ses deux faces seraient respectivement les carrés des modules de  $\mathcal{B}$ ,  $\mathcal{A}$  et  $\mathcal{A}'$ , expressions qui dépendent de l'épaisseur  $\zeta'$ . On évite cette difficulté, signalée au chapitre II, en prenant une lamelle de support très faiblement prismatique :  $\zeta'$  varie alors d'un point à l'autre de la zone utilisée pour la mesure et il faut prendre les moyennes des valeurs précédentes par rapport à  $\zeta'$  pour obtenir les expressions de T, R et R'. Le calcul correct, assez pénible, fournit les résultats suivants :

$$\begin{aligned} T &= \frac{1}{P} Q^2 (1 - a''^2)^2 U_0^2 \\ R &= \frac{1}{P} \left\{ U'^2 + \frac{a''^2}{U^2} [(1 - a''^2)^2 U_0^4 Q^4 - U'^2 V^2] \right\} \\ R' &= \frac{1}{P} [a''^2 U^2 + (1 - 2a''^2) V^2] \end{aligned}$$

où : 
$$P = U^2 - a''^2 V^2$$

et  $U_0$  est la valeur de  $U$  pour  $\zeta = 0$  <sup>(1)</sup>.

Ces formules représentent correctement les quantités déterminées avec le photomètre.

*Transparence.* — Le facteur variable fondamental est  $Q^2 = 10^{-k\zeta}$ , et correspond à l'absorption proprement dite du faisceau direct : c'est celui qu'on n'oublie jamais ;  $k = \frac{4\pi q}{\lambda_0} \log e$  est le *coefficient d'absorption* du métal. Le facteur constant :  $(1 - a''^2)^2 U_0^2$  est le produit des facteurs de transmission d'intensité des trois surfaces limites : il correspond aux pertes du faisceau direct par réflexion. Enfin le dénominateur  $P$  est un facteur correctif qui correspond aux réflexions multiples dans le métal et dans le verre.

La densité optique  $D$ , déterminée directement au photomètre, aura pour expression complète :

$$D = k\zeta - \log (1 - a''^2)^2 U_0^2 + \log P.$$

Chacun des termes correspond à l'un des facteurs de  $T$ .

*Application aux couches de fer sur verre.* — Avec les constantes déjà adoptées, les variations de  $D$  et de  $D - k\zeta$  sont représentées par les courbes de la figure 9. Toutes deux partent, pour  $\zeta = 0$ , d'un point représentant la densité optique de la lamelle de verre :  $D = 0,035$  environ. Elles

(1) On peut retrouver ces expressions plus rapidement en déterminant d'abord les facteurs relatifs au fer seul (on suppose la masse de verre illimitée) ; le calcul est simple ; puis, remarquant que les faisceaux réfléchis plusieurs fois à l'intérieur du verre se comportent comme si leurs phases étaient incohérentes, on effectue la somme arithmétique des *intensités* des divers faisceaux qui interviennent dans la quantité cherchée, comme on le fait pour calculer, en tenant compte des réflexions multiples, le pouvoir réflecteur d'une lame transparente. On peut douter de l'exactitude de ce calcul classique (par exemple : H. BOUASSE, *Propagation de la lumière*, pp. 266-267) : il est justifié par la concordance des résultats qu'il fournit avec ceux du calcul rigoureux, beaucoup plus pénible dans le cas présent.

admettent des asymptotes, avec lesquelles elles sont pratiquement confondues pour les épaisseurs supérieures à 50  $m\mu$  (à moins de 0,01 près), mais dont elles s'écartent notable-

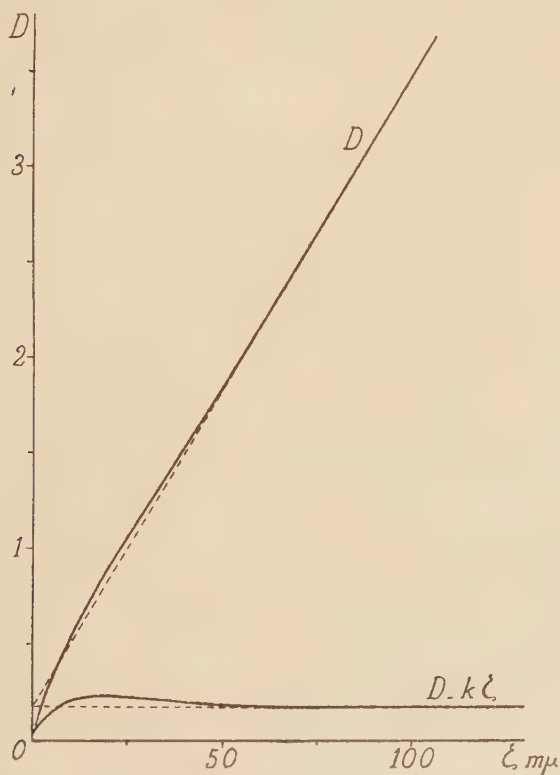


Fig. 9. — Variation de la densité optique  $D$  en fonction de l'épaisseur  $\zeta$ , pour les couches de fer.

ment pour les épaisseurs plus petites. L'asymptote de la courbe  $D$  a pour équation :

$$D = k\zeta + 0,176 \quad \text{avec} \quad k = 0,033.$$

Le terme correctif est loin d'être négligeable.

*Pouvoirs réflecteurs.* — Leurs expressions sont compli-

quées, en particulier celle de  $R$ . En raison de la très forte absorption spécifique, les réflexions internes deviennent négligeables dès que l'épaisseur atteint, pour le fer,  $50 \text{ m}\mu$ .  $R$  et  $R'$ , égaux au pouvoir réflecteur  $2a''^2/(1+a''^2)^2$  de la lamelle seule lorsque  $\zeta = 0$ , varient rapidement lorsque  $\zeta$  augmente,

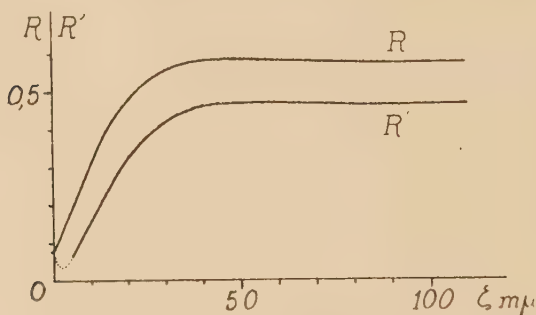


Fig. 10. — Variation des pouvoirs réflecteurs en fonction de l'épaisseur  $\zeta$ , pour les couches de fer sur verre.

$R$  : pouvoir réflecteur de la face libre métallique.

$R'$  : pouvoir réflecteur de la face vitreuse.

et tendent vers des limites pratiquement atteintes pour  $50 \text{ m}\mu$ .

Pour le fer, et toujours avec les mêmes constantes, les courbes de la figure 10 représentent les variations de  $R$  et de  $R'$ ; celles de la figure 11, les variations correspondantes de  $S = \log 1/R$  et  $S' = \log 1/R'$ ;  $S$  et  $S'$  sont les quantités déterminées directement par le photomètre à coin absorbant. Les limites sont :

$$R = 0,572 \quad R' = 0,461 \quad S = 0,242 \quad S' = 0,337.$$

Les variations de  $R'$  et de  $S'$  entre 0 et  $5 \text{ m}\mu$  présentent une allure particulière, indiquée approximativement en pointillé.

La courbe de  $R$  (fig. 10) a bien la même forme que celles déterminées dans les expériences de Hagen et Rubens (32) sur les couches d'or, sauf que celles-ci sont plus transparen-

tes ( $q = 2,82$  pour  $\lambda = 589$ ) et que leur pouvoir réflecteur n'atteint sa valeur limite que pour une épaisseur plus grande <sup>(1)</sup>.

*Influence d'une altération superficielle.* — Cette altération peut provenir d'une oxydation au contact de l'air ou

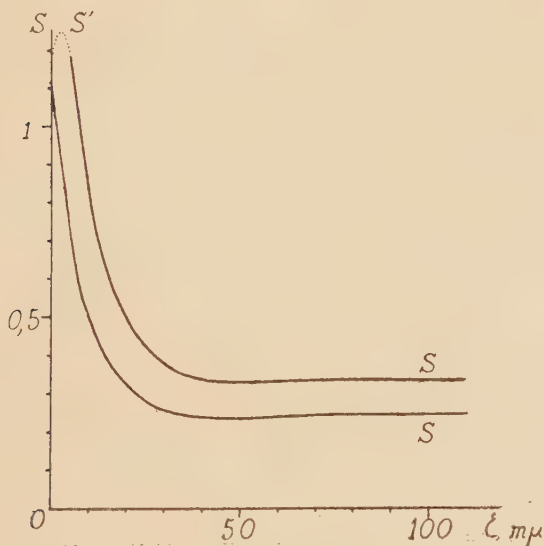


Fig. 11. —  $S : \log 1/R$ .  $S' : \log 1/R'$ .

d'une adsorption des gaz extérieurs avec formation d'une *couche superficielle*. L'altération du métal au contact du verre est vraisemblablement beaucoup plus faible, comme on le verra plus loin, et on peut la négliger.

Sans effectuer un calcul complet, on peut voir dans quel sens sont modifiées les propriétés optiques de la couche, lorsque sa surface est altérée.

D'après la théorie, la transmission à travers la surface

<sup>(1)</sup> Il faut remarquer que Hagen et Rubens n'ont obtenu de résultats qu'avec l'or, déposé par ionoplastie : c'est le métal le meilleur, le moins altérable et l'un des plus faciles à déposer.

*pure* air-métal est accompagnée d'une *avance de phase* ( $\beta = -44^{\circ}9'$ ), qui tient à la variation brusque et très grande du coefficient d'absorption quand on traverse la surface. Si celle-ci est altérée, la couche superficielle formée aura des paramètres optiques intermédiaires entre ceux du métal et de l'air, selon l'hypothèse courante, et la variation de propriétés pourra même être quasi-continue : la transition étant moins brusque, l'avance de phase par transmission sera considérablement réduite, sinon supprimée. Les points représentatifs du retard optique se rapprocheront donc de la droite en pointillé de la figure 8, qui correspond à la transmission par la couche, abstraction faite des variations de phase sur les surfaces limites. Il n'est même pas impossible qu'ils la dépassent légèrement, car la transmission par la surface métal-verre est théoriquement accompagnée d'un *retard de phase* égal à  $13^{\circ}45'$ .

Pour les mêmes raisons, la quantité de lumière réfléchie sera diminuée : cette diminution, qui se produit déjà sur les surfaces vitreuses, explique que les pouvoirs réflecteurs des miroirs polis soient généralement plus petits que les valeurs théoriques : par exemple, pour l'acier, Hagen et Rubens ont obtenu :  $R = 54,9$  pour  $\lambda = 550 \text{ m}\mu$ . Comme conséquence, la transmission sera plus grande, et la densité optique  $D$  plus petite, que pour une lame à surfaces pures.

Par contre, en admettant que l'altération du métal au contact du verre soit négligeable, on prévoit que  $R'$  sera peu modifié, sauf avec les couches très minces, pour lesquelles les réflexions internes prennent de l'importance.

*En résumé*, il faut s'attendre, pour les couches altérées superficiellement, à une augmentation de  $f$ , une diminution de  $D$  et de  $R$  et à de faibles changements de  $R'$ , au moins pour les dépôts assez épais ( $\zeta > 35 \text{ m}\mu$  par exemple).

---

## CHAPITRE VII

### Comparaison de la théorie avec les résultats expérimentaux.

Il faut d'abord remarquer que les mesures d'épaisseurs sont, en fait, sujettes à des erreurs provenant des défauts des couches métalliques : celles-ci peuvent (exceptionnellement dans le cas du fer) se séparer légèrement de la lamelle de support, ce qui augmente l'épaisseur mesurée ; plus fréquemment, lorsqu'on enlève par un acide une bande de métal, pour effectuer les mesures interférentielles, l'attaque s'étend légèrement aux régions voisines, malgré les précautions prises : l'épaisseur mesurée est trop petite (les lames de distillation, n'exigeant pas une attaque chimique, ne présentent pas cet inconvénient) ; enfin, si l'épaisseur à déterminer est trop petite, 10  $\mu$  par exemple, la mesure devient difficile si les franges ne sont pas très belles : pour des raisons subjectives, les résultats obtenus peuvent être trop grands. Bien entendu, avec certaines lames de surface imparfaite, ou avec des couches métalliques d'épaisseur trop irrégulière, les mesures sont difficiles et peu précises.

L'observation permet souvent de constater ces défauts : les mesures donnent encore des indications utiles, mais il faut rectifier les valeurs obtenues en tenant compte de *toutes* les propriétés optiques de la lame. Dans ce qui suit, les épaisseurs ainsi rectifiées, peu nombreuses d'ailleurs, sont indiquées entre crochets.

**Couches de fer obtenues par distillation.** — Elles présentent une belle surface réfléchissante, mais leur aspect n'est pas

toujours le même : certaines lames ont, par transparence, une belle couleur grise, par réflexion, un aspect *métallique* ; elles durcissent assez vite ; d'autre ont, par transparence, une teinte moins franche, un peu brune, et, par réflexion, ont une apparence *luisante* ; elles restent plus fragiles que les premières et sont nettement plus altérables ; on obtient des lames ayant des propriétés intermédiaires. Il est à prévoir que leurs constitutions sont différentes. Je qualifierai de *métalliques* ou de *luisantes* les couches d'aspect bien caractérisé.

*Evolution des couches de distillation.* — Les couches *métalliques* paraissent s'oxyder superficiellement, l'altération ne pénétrant ensuite qu'avec lenteur ; en même temps, elles subissent certainement, dans leurs parties profondes, une évolution lente consistant en un grossissement des éléments cristallins et qui se traduit par un durcissement et une augmentation de l'absorption. Les couches *luisantes*, sans doute plus poreuses et plus voisines de l'état amorphe, semblent attaquées profondément dès qu'elles sont au contact de l'air. Exemples :

lame J 9, métallique :

|          |             |             |             |                   |
|----------|-------------|-------------|-------------|-------------------|
| 9 mai    | 100 D=87,5, | 100 S=34,5, | 100 S'=47,4 | ( $\lambda=546$ ) |
| 15 sept. | 86,9,       | 37,4,       | 43,7        |                   |

lame J 14, luisante :

|          |        |       |      |
|----------|--------|-------|------|
| 31 mai   | 196,5, | 38,7, | 85,6 |
| 15 sept. | 185,2, | 47,7, | 100  |

La première lame, beaucoup plus mince que l'autre, est peu altérée ; D a diminué un peu, R davantage, R' a *augmenté* ; la deuxième lame est devenue nettement vitreuse : D, R et R' ont diminué.

Les lames luisantes minces sont rapidement détruites :

|                     |             |
|---------------------|-------------|
| lame J 10 : 10 mai. | 100 D=34,5, |
| 15 septembre.       | 19,3.       |

Ces circonstances compliquent l'étude des propriétés optiques et l'interprétation des résultats.

Le tableau I contient les résultats pour quelques lames, les deux premières étudiées très rapidement après leur préparation, les suivantes, environ deux semaines plus tard, les trois dernières enfin au bout de quatre mois environ, après avoir servi à d'autres expériences.

TABLEAU I

*Propriétés optiques des couches de fer obtenues par distillation. —  $\lambda = 546 \text{ m}\mu$ .*

| Lame | Aspect     | Epaisseur<br>$\zeta \text{ m}\mu$ | $f$   | 100 D | 100 S | 100 S' | R o/o | R' o/o |
|------|------------|-----------------------------------|-------|-------|-------|--------|-------|--------|
| J 20 | métallique | 47                                | 0,035 | 114,5 | 27,0  | 35,7   | 53,7  | 44,0   |
| J 21 | luisant    | 68                                | 0,118 | 161   | 30,1  | 43,0   | 50,0  | 37,2   |
| J 17 |            | 115                               | 0,34  | 250   | 28,2  | 48,5   | 52,2  | 32,7   |
| J 19 |            | [83]                              | 0,23  | 183   | 28,5  | 55,5   | 51,8  | 27,9   |
| J 16 |            | 44                                | 0,07  | 93,5  | 29    | 43,0   | 51,2  | 37,2   |
| J 9  | métallique | [40]                              | 0,13  | 87    | 37,5  | 44     | 42,3  | 36,6   |
| J 13 |            | 73                                | 0,19  | 121   | 33,7  | 70     | 46,0  | 19,9   |
| J 14 | luisant    | 107                               | 0,37  | 185   | 47,7  | 100    | 33,3  | 10     |

En portant les points représentatifs sur les diagrammes théoriques, on voit que les lames de distillation possèdent des propriétés très variables. Les points correspondants à la lame J 20, d'aspect bien métallique, se trouvent relativement près des courbes théoriques, sauf pour la densité D; les autres s'en écartent, d'autant plus que les lames sont de préparation plus ancienne ou d'aspect moins métallique. Dans l'ensemble, les couches de fer obtenues par distillation sont moins réfléchissantes, moins absorbantes et leur retard optique est plus grand que ne l'indique la théorie.

Il faudrait donc attribuer à ces couches un indice de réfraction du même ordre de grandeur que celui du fer

massif, ou un peu plus élevé, et un indice d'extinction nettement plus petit. Leur détermination d'après les diagrammes des densités et retards optiques est peu précise ; tenant compte du fait que les lames J 16, J 17 et J 19, d'une part, sont contemporaines et ont subi des évolutions comparables, ainsi que les lames J 20 et J 21, d'autre part, on trouverait approximativement :

$$n = 2,75, \quad q = 2,25.$$

Mais, si l'on calcule avec ces constantes les limites des pouvoirs réflecteurs pour les couches épaisses, on trouve :

$$R = 0,424, \quad R' = 0,307.$$

Ces valeurs, qui devraient être atteintes pratiquement pour les épaisseurs supérieures à 40  $\mu$ , sont nettement inférieures aux grandeurs observées pour les lames peu altérées, par exemple celles indiquées dans le tableau précédent. Le sens de l'écart est opposé de celui qu'on attendrait de l'existence de couches superficielles.

Pour se rapprocher des valeurs expérimentales des pouvoirs réflecteurs, il faudrait augmenter très notablement l'indice d'extinction : mais alors on n'expliquerait plus la faible valeur relative de l'absorption, nettement indiquée par l'expérience.

Les résultats numériques du tableau I sont tous relatifs à la radiation verte du mercure ( $\lambda = 546$ ) ; les résultats pour la lumière jaune ( $\lambda = 578$ ) sont comparables aux précédents : les densités et retards optiques sont un peu plus petits, surtout pour les couches qui n'ont pas l'aspect nettement métallique dont la teinte par transmission est légèrement brune. Les dispersions seraient normales, contrairement aux résultats trouvés pour le fer massif.

De ce qui précède, on peut conclure que la théorie classique de l'optique des métaux ne rend pas compte des propriétés des couches de fer obtenues par distillation. La struc-

ture de ces couches n'est sans doute pas uniforme, mais les couches superficielles ordinairement admises et dont les propriétés varient avec la profondeur entre celles du métal intérieur et celles du milieu extérieur ne permettent pas d'expliquer convenablement les effets observés.

Faut-il imaginer une structure lamellaire, avec des couches superficielles plus compactes que les couches profondes, et plus voisines du métal massif? Cette hypothèse permettrait d'expliquer la grandeur relative des pouvoirs réflecteurs  $R$  et  $R'$ , et la petitesse de l'indice d'extinction déterminé par transmission.

*Couches de fer obtenues par pulvérisation cathodique.* — J'ai signalé au chapitre premier que, dans l'hydrogène insuffisamment pur, la pulvérisation d'une cathode de fer donne des dépôts d'abord oxydés sous l'influence des traces d'oxygène présentes, puis réduites à l'état métallique par suite de l'élévation de température qu'ils subissent au cours de la pulvérisation et de leur contact avec une atmosphère très riche en-hydrogène (ionisé); on obtient ainsi sur des lames d'apparence vitreuse et de teinte brunâtre, constituées par de l'oxyde de fer, des taches grises métalliques très réfléchissantes, plus absorbantes que l'oxyde voisin, et extrêmement dures; elles sont parfois petites et irrégulières, avec des bords relativement nets; dans d'autres cas, elles sont presque aussi grandes que la cathode. Je désignerai ces couches comme *couches réduites*, pour rappeler leur origine, par opposition aux *couches normales*, obtenues, en l'absence d'oxygène, dans l'hydrogène pur et à une température peu élevée. Ces dernières couches présentent toujours, et sur toute leur surface, une apparence métallique grise <sup>(1)</sup>: elles

(<sup>1</sup>) J'ai obtenu, une seule fois dans l'hydrogène bien purifié, un dépôt présentant une surface libre peu réfléchissante, teintée de bleu; elle était relativement transparente, et à peine moins réfléchissante sur la face verre que les couches normales ( $H_{19} : \xi = 80$ ,  $D = 0,91$ ,  $S = 1,03$ ,  $S' = 0,37$ ). Il s'agit d'une

sont dures, surtout quand leur épaisseur est grande, mais relativement moins que les précédentes; elles durcissent spontanément après leur préparation et résistent très bien, ainsi que les couches réduites, aux agents chimiques. Certaines lames anciennes, la lame C par exemple, présentent pourtant une couche superficielle oxydée bien visible, qui ternit leur surface; les couches réduites à petites taches paraissent être les moins altérables au contact de l'air.

Le tableau II contient les résultats des mesures exécutées, sur certaines lames les deux catégories, avec la lumière verte (raie du mercure  $\lambda = 546$ ).

En portant sur les diagrammes théoriques les points représentatifs des lames de fer obtenues par pulvérisation, on constate les faits suivants :

1° *Retard optique f.* — Les retards des couches réduites sont très voisins des retards théoriques, malgré les erreurs possibles des mesures interférentielles; ils paraissent souvent un peu plus petits. Les écarts positifs un peu grands s'interprètent facilement par les erreurs des mesures et une légère oxydation superficielle possible.

La plupart des lames normales présentent un retard plus grand que le retard théorique; les résultats sont moins cohérents que ceux obtenus avec les couches réduites.

Pour les lames d'épaisseur inférieure à 35  $\mu$ , à l'exception de H 18 (très mince), le retard  $f$  est presque imperceptible, et non mesurable avec sécurité; H 18 constitue un exemple du fait que les mesures tendent à grossir beaucoup les très petits décalages de franges. La théorie indique bien que, pour ces épaisseurs très petites,  $f$  est de l'ordre des erreurs de mesures.

En général, les retards pour la lumière jaune ( $\lambda = 578$ ) sont plus grands que pour la lumière verte avec les lames

altération portant vraisemblablement sur environ la moitié de l'épaisseur, peut-être une oxydation pour une cause non déterminée.

TABLEAU II

*Propriétés optiques des couches de fer  
obtenues par pulvérisation cathodique.*

| Lame                     | Epaisseur<br>$\xi$ m $\mu$ | $f$             | 100 D  | 100 S | 100 S' | R o/o | R' o/o |
|--------------------------|----------------------------|-----------------|--------|-------|--------|-------|--------|
| <i>Couches réduites.</i> |                            |                 |        |       |        |       |        |
| F 11                     | 43,5                       | 0,076           | 150    | 23,8  | 31,0   | 57,8  | 49,0   |
| F 12                     | 35                         | + $\varepsilon$ | 116    | 26,4  | 39,8   | 54,5  | 40,0   |
| F 18                     | 76,5                       | 0,113           | 200    | 27,3  | 37,9   | 53,3  | 41,8   |
| F 20                     | 38                         |                 | 99,5   | 34,0  | 40,2   | 45,7  | 39,6   |
| F 24                     | [95]                       |                 | 328,5  | 25,7  | 33,9   | 55,3  | 45,8   |
| F 25                     | 90                         | 0,140           | 307,5  | 22,7  | 34,2   | 59,3  | 45,5   |
| F 26                     | 65                         | 0,075           | 159,5  | 24,1  | 31,0   | 60,1  | 49,0   |
| F 27                     | 62                         | 0,074           | 196,5  | 21,8  | 32,0   | 60,5  | 47,9   |
| H 5                      | 17                         | $\varepsilon$   | 73,5   | 40,6  | 67,4   | 39,3  | 21,2   |
| <i>Couches normales.</i> |                            |                 |        |       |        |       |        |
| B                        | 43,5                       | 0,084           | 154,5  | 34,5  | 33,2   | 45,2  | 46,6   |
| C                        | 96                         | 0,250           | 295    | 37,4  | 36,8   | 42,3  | 42,9   |
| I                        | [15]                       | $\varepsilon$   | 51     | 54,0  | 90,3   | 28,9  | 12,5   |
| II                       | 50                         | 0,091           | 165,5  | 26,8  | 36,8   | 54,0  | 42,9   |
| H 11                     | 49,5                       | 0,059           | 140,5  | 22,4  | 29,7   | 59,7  | 50,5   |
| H 12                     | 35,5                       | 0,040           | 134    | 25,3  | 30,4   | 55,9  | 49,7   |
| H 13                     | 74                         | 0,150           | 228    | 28,5  | 33,1   | 51,9  | 46,7   |
| H 14                     | 41                         | 0,093           | 125    | 33,7  | 31,7   | 46,0  | 48,2   |
| H 16                     | 33,5                       | $\varepsilon$   | 123    | 21,7  | 34,4   | 60,7  | 45,3   |
| H 17                     | 10                         | $\varepsilon$   | 48,5   | 54,3  | 86,5   | 28,6  | 13,6   |
| H 18                     | [8]                        | 0,055           | 34,0   | 67    | 83     | 21,4  | 14,8   |
| H 20                     | 45,5                       | 0,115           | 151    | 21,3  | 31,2   | 61,2  | 48,1   |
| H 21                     | 53,5                       | 0,065           | 204    | 23,8  | 31,9   | 57,8  | 48,0   |
| H 22                     | —                          | —               | opaque | 23,0  | 31,0   | 58,9  | 49,0   |
| Limites théoriques       |                            |                 |        | 24,2  | 33,7   | 57,2  | 46,1   |

qui sont voisines de la théorie, et plus petits pour celles qui s'en écartent notablement. Ces résultats s'expliquent en admettant que les premières couches sont pratiquement inaltérées à leur surface libre : les mesures indiquent pour le fer massif une dispersion anormale de l'indice de réfraction et par conséquent un retard optique plus grand pour la lumière jaune que pour la lumière verte (les changements

de phase sur les surfaces limites sont presque les mêmes avec les deux radiations).

D'autre part, les autres couches sont vraisemblablement oxydées sur leur surface; or, l'oxyde de fer a un indice d'extinction beaucoup plus petit que le fer, un indice de réfraction peu différent : de là le déplacement des points représentatifs vers les retards élevés; de plus, l'absorption de l'oxyde est plus forte vers les petites longueurs d'ondes, tout en restant assez petite : le calcul montre qu'en admettant entre le métal et l'oxyde une surface nette de séparation, condition d'application de la théorie, l'avance totale de phase par la traversée des surfaces air-oxyde et oxyde-métal est plus petite que pour la surface pure air-métal (le retard est plus grand), et qu'elle est plus grande pour la lumière jaune que pour la lumière verte (le retard est plus petit), ce qui est conforme aux résultats trouvés.

En fait, la transition oxyde-métal est probablement graduelle, par interpénétration des deux substances : à la limite, les changements de phase considérés seront négligeables, et les points représentatifs des retards seront voisins de la droite en pointillé de la figure 8 : il y a effectivement près de cette droite un tassement des points expérimentaux correspondant aux lames anciennes ou altérées, par exemple ceux des lames C, H 20, H 14; il est intéressant de remarquer que la lame altérée H 19, signalée en note précédemment, une lame H 15 qui a été imbibée d'huile de cèdre pour une observation ultra-microscopique et une lame F28, réduite puis réoxydée superficiellement pendant la préparation, ont également des points représentatifs situés presque exactement sur la droite en pointillé. Cette circonstance justifie les considérations ci-dessus et montre, en outre, que malgré l'altération qui modifie beaucoup la transparence, le pouvoir réflecteur et la rotation magnétique, le retard interne correspond à un indice moyen peu différent de celui du fer.

2° *Densité optique D.* — Sauf pour H 21, les densités mesurées sont inférieures aux valeurs théoriques (une correction d'épaisseur de 2,5 m $\mu$  ramène d'ailleurs le point H 21 sur la courbe). Les écarts sont parfois importants, bien supérieurs aux erreurs possibles des mesures, on peut les expliquer dans certains cas par l'existence d'une couche superficielle oxydée, dans d'autres (F 26 et F 18, par exemple), par une réduction incomplète à l'état métallique : l'effet Faraday de ces lames est aussi trop petit. Si l'on tient compte de ces remarques, suggérées par l'étude de l'ensemble des propriétés des couches de fer, l'accord avec les prévisions théoriques est satisfaisant, jusqu'aux plus petites épaisseurs utilisées. La grandeur des écarts indique cependant que les lames iono-plastiques ont des constitutions variables, dans leur masse. Les deux catégories de lames ne se séparent pas : les différences qui existent entre elles paraissent résider surtout dans la pureté de la surface libre.

Les densités optiques sont plus petites pour le jaune que pour le vert, en général, mais l'effet est peu marqué : les constantes du fer massif indiqueraient le contraire.

3° *Pouvoirs réflecteurs.* — Sauf pour certaines lames anciennes (C par exemple) et certaines couches récentes altérées, les valeurs des pouvoirs réflecteurs, pour les deux catégories de lames, oscillent autour des valeurs théoriques, avec des écarts de plusieurs centièmes, non attribuables aux erreurs de mesures. L'existence de couches superficielles explique les diminutions de R et R'. Les écarts positifs sont plus petits et la plupart sont de l'ordre des erreurs possibles, plus grandes pour les mesures de S et de S' que pour celles de D.

*En résumé,* les couches de fer obtenues par pulvérisation cathodique, qu'elles soient normales ou réduites, présentent des propriétés en accord satisfaisant avec les résultats de la théorie classique de l'optique des métaux, en adoptant des

constantes égales à celles du fer massif, déterminées par la méthode courante sur des miroirs polis dans l'état normal (Drude) (33). Cet accord paraît exister même pour les petites épaisseurs. Abstraction faite de l'existence de couches superficielles, très minces en général, les écarts de propriétés indiquent des différences de constitution probables. Ces couches ionoplastiques sont beaucoup plus régulières et beaucoup plus voisines de l'état cristallin du fer massif que les couches obtenues par distillation. Leurs constantes optiques sont certainement très peu différentes de celles du fer normal.

Celles des couches de distillation sont différentes, l'absorption en particulier étant plus petite. Les constantes déterminées par Meier (34) :  $n = 1,507$ ,  $q = 1,629$  pour  $\lambda = 589 \text{ m}\mu$ , ne correspondent pas du tout aux résultats que j'ai obtenus. Elles ont été obtenues par réflexion (méthode de Voigt) sur un seul miroir qui était peut-être altéré ou dans un état très différent de celui des couches que j'ai étudiées.

---

## CHAPITRE VIII

### Biréfringence et dichroïsme des couches de fer obtenues par distillation.

Si un faisceau de lumière monochromatique rectilignement polarisée tombe normalement sur une lame de fer obtenue par distillation d'un fil chauffé électriquement, la vibration émergente est en général elliptique et d'azimut différent.

Pour étudier cet effet, que j'ai négligé dans le chapitre précédent parce qu'il est petit, j'utilise le montage polarimétrique décrit au chapitre V et qui sert aux mesures magnéto-optiques ; mais l'électro-aimant reste bien entendu non excité.

Les lames sont montées sur un cercle divisé en degrés et pouvant tourner autour d'un axe perpendiculaire à son plan, passant par son centre et confondu sensiblement avec la direction moyenne du faisceau lumineux. On peut ainsi repérer, par rapport à une certaine origine, l'azimut  $\theta$  de la lame, mesurer pour des azimuts régulièrement répartis la rotation  $R$  <sup>(1)</sup> et l'ellipticité  $E$  de la vibration transformée rapportée à la direction de la vibration incidente, et tracer les courbes qui représentent leurs variations en fonction de  $\theta$  ; les conventions de signe sont précisées au début du chapitre V.

(1) Dans ce chapitre,  $R$  représente la rotation provoquée par la traversée de la couche dichroïque, et non le pouvoir réflecteur.  $E$  est l'*ellipticité angulaire* (représentée par  $\epsilon$  au chapitre V) ; elle est exprimée en minutes, comme  $R$ .

Les résultats qualitatifs sont les mêmes avec *toutes* les lames étudiées, pour la zone la plus épaisse de la couche métallique, au voisinage de la projection sur la lame du fil générateur <sup>(1)</sup>. Pour abrégé, j'appelle cette projection *axe* de la lame (8).

1° Les variations de R et de E en fonction de  $\theta$  sont représentées par des sinusoïdes.

2° Les périodes de ces sinusoïdes correspondent à un demi-tour de la lame dans son plan.

3° Les variations de R et de E sont concordantes, si le centrage de la lame sur le faisceau est bien assuré.

4° La rotation R et l'ellipticité E sont nulles si l'*axe* de la lame est parallèle ou perpendiculaire à la direction de la vibration incidente.

5° L'axe étant d'abord parallèle à la vibration incidente, une rotation de la lame positive et inférieure à  $90^\circ$  produit une rotation R positive et une ellipticité E également positive.

Ces résultats s'expliquent par une biréfringence accompagnée de dichroïsme. Une biréfringence seule se traduirait par une ellipticité, avec une rotation négligeable si le retard relatif  $\delta$  des vibrations principales est petit ; l'ellipticité est alors donnée par la formule :

$$E = \frac{1}{2} \delta \sin 2\theta,$$

$\theta$  étant l'azimut de la direction de la composante retardée, rapporté à la vibration incidente. Un dichroïsme pur ne

(1) Les dépôts ne sont pas uniformes ; mais leur épaisseur varie lentement au voisinage de l'axe et on dispose d'une zone régulière d'autant plus large que le fil générateur se trouve, pendant la préparation, plus loin de la lame. Lorsqu'il est trop près, la région uniforme est très étroite et il faut, pour avoir de bonnes mesures, placer sur la lame un diaphragme assez petit. Pour la même raison, les mesures hors de l'axe sont délicates et peu précises.

donne pas d'ellipticité, mais produit une rotation dans le sens qui rapproche la direction de la vibration de la composante la moins absorbée ; si  $1 - k$  est le rapport des facteurs de transmission pour les deux directions principales, la rotation est donnée par la formule :

$$R = \frac{1}{2} k \sin 2\theta',$$

si  $k$  est très petit ;  $\theta'$  est l'azimut de la composante la moins absorbée par rapport à la direction de la vibration incidente.

Si la biréfringence et le dichroïsme coexistent, *et s'ils sont petits*, leurs effets se superposent simplement : on observera la rotation et l'ellipticité données par les formules précédentes. Dans le cas présent, les directions principales de biréfringence et de dichroïsme coïncident deux à deux et l'une d'elles est confondue avec l'axe de la lame. De plus, les signes de  $R$  et de  $E$  étant les mêmes,  $\delta$  et  $k$  étant positifs, il

TABLEAU III  
*Biréfringence et dichroïsme.*

Lame J 18. —  $\lambda = 546$

(axe parallèle à la vibration incidente pour  $\theta = 0$ ).

| $\theta$ | R      | E      | R <sub>calc.</sub> | E <sub>calc.</sub> |
|----------|--------|--------|--------------------|--------------------|
| (°)      | (')    | (')    | (')                | (')                |
| — 2,5    | — 7,1  | — 2,8  | — 7,2              | — 4,3              |
| + 12,5   | + 35,1 | + 19,9 | + 35,0             | + 20,8             |
| 27,5     | 67,8   | 38,8   | 67,9               | 40,0               |
| 42,5     | 83,5   | 49,1   | 82,7               | 49,1               |
| 57,5     | 76,0   | 46,8   | 75,1               | 44,7               |
| 72,5     | 48,3   | 30,4   | 47,5               | 28,3               |
| 87,5     | + 7,3  | + 5,1  | + 7,2              | + 4,3              |
| 102,5    | — 35,6 | — 21,1 | — 35,0             | — 20,8             |
| 117,5    | — 70,1 | — 42,0 | — 67,9             | — 40,0             |
| 132,5    | — 81,8 | — 49,0 | — 82,7             | — 49,1             |
| 147,5    | — 73,8 | — 42,8 | — 75,1             | — 44,7             |
| 162,5    | — 46,3 | — 25,7 | — 47,5             | — 28,3             |
| Moyenne  | 0,275  | 0,56   |                    |                    |

faut prendre  $\theta = \theta'$  : la direction de l'axe est celle de la composante retardée et la moins absorbée.

*Exemple.* — Le tableau III, relatif à celle des lames étudiées donnant l'effet le plus grand, indique, pour des azimuts répartis de 15 en 15°, les valeurs observées de R et de E, ainsi que les valeurs calculées d'après les formules, en admettant des amplitudes respectivement égales à :  $R_m = 82',9$ ;  $E_m = 49',25$ . On voit que les écarts entre les valeurs observées et calculées sont très petits et de l'ordre des erreurs que l'on peut attendre des défauts d'homogénéité et de centrage et des fluctuations de la source lumineuse. Les moyennes sont très voisines de zéro.

Avec cette lame :  $\delta = 2E_m = 98',5$ ;  $k = 2R_m = 0,048$ ;

TABLEAU IV

*Biréfringence et dichroïsme des couches  
de fer distillées.*

| Lame        | Epaisseur<br>$\lambda$ | $\lambda = 546$ |       | $\lambda = 578$ |       | Rotation<br>magnétique<br>$\lambda = 546$ ;<br>$H = 10$<br>$\rho$ |
|-------------|------------------------|-----------------|-------|-----------------|-------|-------------------------------------------------------------------|
|             |                        | $R_m$           | $E_m$ | $R_m$           | $E_m$ |                                                                   |
| J 3         | (m.u.)                 | (')             | (')   | (')             | (')   | (')                                                               |
| J 7         | 63                     | 7,5             | 6     | 8               | 5     | 27,4                                                              |
| J 8         |                        | 1,7             | 4,5   | 1,7             | 4,2   | 17,2                                                              |
| J 9 (II)    | [40]                   | 10              | 14    |                 |       | 26,9                                                              |
| J 10        | 20                     | 25,7            | 32,3  | 26,5            | 31    | 35,0                                                              |
| J 11        |                        | 5,7             | 8     |                 |       | 12,6                                                              |
| J 12        |                        | 19,7            | 8,5   |                 |       | 94,6                                                              |
| J 13        |                        | 3,6             | 2,8   |                 |       | 27,0                                                              |
| J 14        | 73                     | 26,7            | 8,5   |                 |       | 37,5                                                              |
| J 14 { (I)  |                        | 53              | 20,8  | 55              | 18,3  | 89,0                                                              |
| J 14 { (II) |                        | 45,8            | 20,9  | 48              | 21    | 75,0                                                              |
| J 16        | 107                    | 3,1             | 1,3   | 3,1             | 1,3   | 27,6                                                              |
| J 18        | 44                     | 82,9            | 49,25 | 83              | 45    | 65,4                                                              |
| J 20        | 76                     | 23,0            | 19,7  | 23,5            | 18,9  | 27,4                                                              |
| J 21        | 47                     | 53,3            | 32,9  | 53,5            | 29    | 63,1                                                              |
|             | 68                     |                 |       |                 |       |                                                                   |

(I) Mesures sur une lame de préparation récente.  
 (II) Mesures sur une lame de préparation ancienne de quelques mois.

la petitesse de ces quantités légitime l'hypothèse de la simple superposition. Le calcul complet montre que les variations de  $R$  et surtout de  $E$  ne sont pas exactement sinusoïdales si  $\delta$  et  $k$  ne sont pas très petits : mais avec les lames étudiées, il en est pratiquement ainsi.

Le tableau IV contient les valeurs maxima de  $R$  et de  $E$  relatives à quelques lames, pour la lumière verte ( $\lambda = 546$ ) et la lumière jaune ( $\lambda = 578$ ), ainsi que les épaisseurs, quand elles sont connues, et les rotations magnétiques dans un champ de 10 kilogauss, pour  $\lambda = 546$ .

Comme les propriétés optiques, ces effets diminuent quand la lame vieillit, ce qui tient certainement, en partie, à une altération chimique, en particulier pour les lames luisantes. Voici deux exemples, pour  $\lambda = 546$  :

Lame métallique J 9 :

|                     |                                |                |
|---------------------|--------------------------------|----------------|
| 6 mai . . . . .     | $R_m = 33',5$                  | $E_m = 41',85$ |
| 9 mai . . . . .     | 28,4                           | 39,85          |
| 9 septembre . . .   | 25,7                           | 32,3           |
| baisse totale . . . | 23 o/o environ pour $R$ et $E$ |                |

Lame luisante J 14 :

|                   |              |              |
|-------------------|--------------|--------------|
| mai . . . . .     | $R_m = 61,5$ | $E_m = 20,7$ |
| 7 septembre . . . | 45,8         | 20,9         |

Baisse : 25 o/o environ pour  $R$ , négligeable pour  $E$  (couches superficielles).

Le tableau IV montre que, dans l'ensemble, la dispersion est normale pour l'ellipticité, anormale pour la rotation. Les ellipticités et rotations magnéto-optiques ont des dispersions de même sens respectivement, mais plus marquées : aucune conclusion immédiate ne peut être tirée de ce rapprochement.

*Variations avec l'épaisseur.* — Les effets augmentent visiblement, en moyenne, avec l'épaisseur de la couche métallique, mais aucune relation nette n'a pu être obtenue

jusqu'ici. Ils augmentent aussi quand le fil générateur se rapproche de la lame qui reçoit le dépôt : en particulier la couche J 18, citée plus haut, a été obtenue à quelques millimètres du fil chauffé ; la zone pratiquement uniforme était très étroite et un diaphragme a été indispensable pour obtenir de bonnes mesures.

*Influence sur l'effet Faraday.* — Les effets étudiés ici ont certainement, en toute rigueur, une influence sur l'effet Faraday mesuré ; mais il est à prévoir que, ces effets étant séparément petits, il y aura simple superposition, à l'approximation des mesures. Effectivement, j'ai mesuré l'effet Faraday de sept lames (et l'effet Kerr de quelques-unes d'entre elles) pour des azimuts régulièrement répartis par rapport à la vibration rectiligne incidente : les petits écarts observés sont de l'ordre des erreurs d'expériences, et ne présentent aucun caractère systématique : il faut les attribuer surtout aux défauts d'homogénéité et de centrage des couches.

*Effets par réflexion.* — J'ai étudié ces effets sur plusieurs lames, avec le dispositif polarimétrique utilisé pour l'effet Kerr, et j'ai obtenu les résultats suivants :

Une vibration rectiligne incidente est transformée, par réflexion normale sur les couches de fer distillées, en une vibration elliptique d'azimut différent ;

Les rotations  $R_1$  et les ellipticités  $E_1$  (rapportées à l'observateur qui reçoit le faisceau transformé) ont été mesurées pour des azimuts régulièrement répartis : leurs variations en fonction de l'azimut  $\theta$  sont, comme pour la transmission, représentées par des sinusoïdes concordantes, l'effet étant nul quand l'axe est parallèle ou perpendiculaire à la vibration incidente ; mais les signes de  $R_1$  et de  $E_1$  sont à chaque instant contraires de ceux de  $R$  et de  $E$  (par transmission).

L'interprétation théorique de ces résultats est analogue à celle développée au chapitre suivant pour rendre compte des relations analogues entre les effets Kerr et Faraday, sauf qu'il s'agit ici de vibrations privilégiées rectilignes.

*Exemple.* — La lame J 21 a donné, dans une série de mesures ( $\lambda = 578$ ) :

|                    |        |        |        |       |       |        |        |        |
|--------------------|--------|--------|--------|-------|-------|--------|--------|--------|
| $\theta$ (°)       | 0,0    | 22,5   | 45,0   | 67,5  | 90,0  | 112,5  | 135,0  | 157,5  |
| R (')              | 2,0    | 36,7   | 51,2   | 34,0  | — 4,0 | — 40,0 | — 54,2 | — 34,6 |
| E (')              | 0,3    | 19,9   | 28,7   | 21,4  | — 0,2 | — 17,0 | — 28,4 | — 18,9 |
| R <sub>1</sub> (') | — 1,25 | — 8,75 | — 13,1 | — 9,5 | + 0,5 | 8,9    | 12,1   | 6,5    |
| E <sub>1</sub> (') | — 1 2  | — 3,7  | — 4,4  | — 2,4 | + 0,6 | 4,3    | 4,4    | 1,9    |

Dans un champ magnétique de 10 kilogauss, les effets Faraday et Kerr donnent respectivement avec les notations du chapitre suivant :

$$\rho = 65' \quad \varepsilon = 36',5 \quad ; \quad \sigma = -9',5 \quad \eta = -3',1.$$

J'ai étudié également, sur la lame J 9, l'effet par réflexion sur la face du fer au contact du verre (lame déjà ancienne) : les rotations observées ont été ici de même sens que les effets par transmission (maximum  $6',2$ ), les ellipticités de sens contraires (maximum  $-20'$ ).

*Origine des effets.* — On peut les rapprocher des biréfringences et dichroïsmes découverts par Kundt (35) sur les couches obtenues par pulvérisation cathodique d'une cathode filiforme, et par Braun (36) sur les couches obtenues en volatilisant des fils fins par une forte décharge de condensateurs. Les premières sont très adhérentes au support et plusieurs hypothèses ont été soutenues pour expliquer leur biréfringence : la plus probable est celle proposée par Kundt, confirmée par Bergholm (37) et suivant laquelle il s'agit d'une orientation (électrostatique ou autre) des particules biréfringentes, par opposition avec la théorie de la tension de la couche métallique, soutenue par Kaempff (38).

Les dépôts distillés sont peu adhérents à la lamelle qui les supporte et sont facilement enlevés par un frottement modéré, au moins quand ils sont de préparation récente. Si l'on enlève la couche, les effets disparaissent complètement : on ne peut pas les attribuer à une tension. Il est probable que les particules métalliques, anisotropes par elles-mêmes, sont orientées, à leur émission ou pendant le transport, et immo-

bilisées en quelque sorte sur la surface froide qui les reçoit.

A quelle cause peut-on attribuer cette orientation ? Dziewulski (39) qui, dans ses études de l'effet Kerr, avait entrevu les effets par réflexion, admettait que l'aimantation permanente des couches était accompagnée d'un effet magnéto-optique permanent : cette explication est peu vraisemblable. Il est naturel, étant donnée la relation du sens de l'effet avec la direction du fil générateur, d'admettre une orientation transversale, dans la direction du champ magnétique du courant qui traverse le fil, et de l'attribuer à ce champ. Le fil utilisé ayant un rayon de 0,2 mm., l'intensité du courant n'ayant pas dépassé 5 ampères, l'intensité maximum du champ magnétique est voisine de 50 gauss.

Mais un champ de plusieurs milliers de gauss, appliqué tangentiellement à quelques lames après leur préparation, n'a pas semblé modifier les effets. De plus, les couches préparées dans l'entrefer d'un aimant permanent donnant un champ pratiquement uniforme, d'intensité voisine de 50 gauss et parallèle au fil générateur, donnent des effets comparables aux autres. Les effets sont également du même ordre de grandeur si le courant chauffant le fil est alternatif au lieu d'être continu (j'ai surtout utilisé le courant alternatif).

La question n'est donc pas éclaircie : je n'ai pu encore effectuer les expériences prévues à cet effet.

*Effets hors de l'axe.* — Les effets subsistent dans la région où le dépôt est plus mince : il y a encore biréfringence et dichroïsme simultanés. Mais les apparences sont beaucoup plus compliquées que dans la région axiale : en particulier, les sinusoïdes représentant les variations de  $R$  et de  $E$  en fonction de l'azimut  $\theta$  ne sont plus concordantes et présentent un décalage souvent considérable ; bien entendu les directions privilégiées cessent d'être parallèle et perpendiculaire à l'axe (le fil générateur utilisé était assez court). Les mesures effectuées jusqu'ici sont trop peu nombreuses pour qu'on puisse en tirer des conclusions nettes.

## CHAPITRE X

### Propriétés magnéto-optiques des couches minces de fer.

*Définitions.* — Je considère uniquement le cas de couches métalliques placées dans un champ magnétique normal à leur surface (aimantation polaire) et recevant sous une incidence presque normale un faisceau de lumière monochromatique rectilignement polarisée.

Si le champ est nul, les faisceaux transmis et réfléchis sont encore rectilignement polarisés et vibrent parallèlement à la vibration incidente (en l'absence d'effets analogues à ceux décrits au chapitre précédent) <sup>(1)</sup>. Si la couche de fer est aimantée, la vibration transmise subit une rotation  $\rho$  et une ellipticité  $\varepsilon$ , définies et mesurées comme il est indiqué au chapitre V. De même, la vibration réfléchie subit une rotation  $\sigma$  et une ellipticité  $\eta$ .

Pour abrégé, et par extension, je désigne sous les noms de Faraday et de Kerr respectivement les effets par transmission et par réflexion y compris les ellipticités, inséparables théoriquement des rotations. Dans le cas de couches métalliques sur lamelles de verre, l'effet par réflexion peut être observé sur la face libre du métal ou sur la face au contact du verre : pour abrégé, je dirai effet Kerr-verre dans le second cas, et je représenterai la rotation et l'ellipticité par  $\sigma'$  et  $\eta'$ , pour

<sup>(1)</sup> D'après les résultats indiqués au chapitre précédent, j'admets que les effets biréfringents et magnéto-optiques se superposent simplement, les premiers étant automatiquement éliminés dans les mesures des seconds.

les distinguer des effets produits sur la face libre, représentés par  $\sigma$  et  $\eta$ .

Les rotations et ellipticités seront comptées positivement dans le sens du courant magnétisant, suivant l'usage. On remarquera que les signes ainsi définis concordent avec ceux définis au chapitre V lorsque le courant magnétisant circule dans le sens du mouvement des aiguilles d'une montre, pour l'observateur qui reçoit la lumière transmise ou réfléchie. Les effets changent de sens si le courant est inversé.

L'interprétation théorique des effets est développée plus loin : je me borne ici à rappeler qu'une substance transparente isotrope, placée dans un champ magnétique, donne uniquement une rotation (effet Faraday proprement dit), sans ellipticité et sans effet par réflexion appréciables : ceux-ci sont en relation avec l'absorption de la substance. L'hypothèse classique de la *biréfringence circulaire*, valable pour les corps transparents, est encore applicable dans le cas présent, mais doit nécessairement être compliquée par l'adjonction d'un *dichroïsme circulaire* (toujours pour la propagation parallèle au champ magnétique).

*Rappel des résultats antérieurs.* — De nombreux travaux ont été consacrés à l'effet Kerr, beaucoup moins à l'effet Faraday, qui exige la préparation de couches transparentes ferro-magnétiques. Je signalerai seulement les résultats intéressants pour la suite :

1° L'effet Kerr et l'effet Faraday sont de signes contraires, pour le fer (et également pour le nickel et le cobalt), au moins dans le spectre visible et le proche infra-rouge.

2° Les effets magnéto-optiques d'une lame transparente ou d'un miroir augmentent avec l'intensité du champ appliqué, mais ne lui sont pas proportionnels (Kundt, du Bois, etc.) ; ils tendent, comme l'aimantation, vers une limite (saturation). Du Bois (40) a vérifié directement que la rotation Kerr est proportionnelle à la composante, normale au miroir massif, de l'aimantation. De l'étude des varia-

tions de l'effet Kerr en fonction du champ, Barker (41) a pu déduire les valeurs de l'intensité maximum d'aimantation, pour diverses substances : les résultats concordent avec les valeurs mesurées directement, quand on les connaît.

3° *Dispersion*. — Les études, nombreuses dans le spectre visible, ont été étendues par Ingersoll (2, 42) au spectre infra-rouge. Dans le spectre visible, la dispersion est anormale pour la rotation, normale et plus faible pour l'ellipticité.

4° *Variations avec l'épaisseur*. — La rotation Faraday des couches de fer électrolytique est, d'après Kundt (3) et Lobach (43) sensiblement proportionnelle à l'épaisseur. Houllévigie et Passa (44) ont déduit de l'étude de trois lames de fer ionoplastiques que cette rotation mesure mieux l'épaisseur que la transparence : c'est une méthode de détermination relative des épaisseurs, utilisée par exemple par Ingersoll. La rotation Kerr augmente avec l'épaisseur et tend vers une limite finie, atteinte pratiquement, comme le pouvoir réflecteur, dès que les réflexions internes sont négligeables.

*Ordres de grandeurs*. — Pour le fer électrolytique, la rotation Faraday, selon Kundt et Lobach, est d'environ  $200\,000^\circ$  par centimètre d'épaisseur, soit  $2^\circ$  pour 100 m $\mu$ , pour la région jaune ou rouge du spectre et des champs encore insuffisants pour assurer une saturation complète (de 15 à 20 kilogauss).

L'ellipticité, découverte par Righi, a été peu étudiée. Houllévigie et Passa ont cru qu'elle variait peu avec l'épaisseur, et la considéraient comme un corollaire de l'effet Kerr (Righi) : ils n'ont donné de résultats que pour trois lames d'épaisseurs 24, 38 et 47 m $\mu$  ; leurs résultats sont beaucoup plus petits que les miens et semblent indiquer des couches impures : je n'ai trouvé des valeurs du même ordre qu'avec des lames visiblement anormales. Harris (45) a étudié les dispersions de la

rotation et de l'ellipticité de couches ionoplastiques (d'ailleurs très impures, à en juger d'après les résultats) sans mesurer leurs épaisseurs. J'ai déjà signalé les critiques que l'on peut adresser au travail de Skinner et Tool (1).

Pour l'effet Kerr des miroirs de fer, les résultats sont nombreux et passablement discordants : l'état superficiel des miroirs, même polis avec soin, a une grande importance. De ce point de vue, les miroirs ionoplastiques ou distillés, qui n'exigent aucun polissage, présentent *a priori* un gros intérêt. Voici quelques résultats :

|                                   | $\lambda$ | H        | $-\sigma$ | $-\eta$ |
|-----------------------------------|-----------|----------|-----------|---------|
| Kundt (3) : fer électrolytique. . | rouge     | 30,3 (s) | 20,1      | —       |
| » »                               | »         | 10,8     | 16,5      | —       |
| Dziewulski (40) : acier . . .     | 588       | 21,95    | 22,2      | 17,35   |
| » »                               | »         | 10,95    | 13,95     | 8,4     |
| » fer distillé I .                | 546       | 20,5     | 16,25     | 9,91    |
| » fer distillé II .               | 588       | 9,25     | 14,35     | 12,95   |
| Barker (42) : fer élect. pur . .  | 530       | 32,0 (s) | 22,68     | —       |
| » »                               | »         | 10,8     | 11,8      | —       |
| » fer Suède. . . .                | 546       | 36,0 (s) | 20,59     | —       |
| » »                               | »         | 9,6      | 9,77      | —       |
| » »                               | 590       | 36,0 (s) | 25,13     | —       |
| » »                               | »         | 9,6      | 11,43     | —       |

On remarquera la valeur assez grande des ellipticités (s indique la saturation).

*Résultats des mesures.* — Mes mesures ont porté sur un grand nombre de couches de fer d'épaisseurs variées, obtenues par les deux procédés adoptés. Elles ont été effectuées avec les radiations jaune et verte du mercure et, en général, pour la transmission et les réflexions sur les deux faces. Assez souvent j'ai opéré, pour chaque lame, avec plusieurs intensités de champ, permettant de tracer ainsi les courbes d'aimantation. Presque toujours, j'ai opéré avec deux intensités au moins, permettant d'interpoler les résultats et de calculer les valeurs des effets pour 10 kilogauss.

Il y a lieu d'effectuer sur les mesures des corrections pour tenir compte de l'existence de la lamelle de verre. Pour

l'effet Faraday, la lumière transmise directement traverse une fois la lame de verre; en négligeant les réflexions multiples, il faut retrancher de la rotation observée celle produite dans le verre; l'ellipticité n'est pas changée. Aucune correction n'est indispensable pour l'effet Kerr : celle qui serait utile pour tenir compte des réflexions multiples dans les couches très transparentes est pratiquement impossible. Dans la mesure de l'effet Kerr-verre, la lumière réfléchie sur la surface du fer traverse deux fois le verre : les effets s'ajoutant, il faut doubler la correction (toujours négative); cela n'élimine pas l'influence fâcheuse de la lumière réfléchie sur la surface libre vitreuse, ou des faisceaux ayant subi plusieurs réflexions dans le verre (les corrections sont d'ailleurs le plus souvent opposées et se compensent en partie) : le faisceau analysé n'est plus homogène et les mesures sont parfois difficiles et peu précises.

*Variation des effets avec l'intensité du champ appliqué.*

— Les couches très minces n'altèrent pas sensiblement la répartition du champ créé par l'électro-aimant : le champ appliqué  $H$  est donc égal au champ existant au même point en l'absence de lame (et mesuré par rotation dans une lame de verre étalonnée). Le champ démagnétisant  $-4\pi I$  est très intense, en raison de la grande susceptibilité magnétique du fer, le champ réellement agissant :  $h = H - 4\pi I$  est très petit si  $H$  n'est pas considérable. Admettant que la loi d'aimantation  $I = f(h)$  soit identique à celle du fer massif, on peut déterminer les variations de  $I$  en fonction de  $H$  (champ extérieur) :  $I = \frac{1}{4\pi + \frac{1}{\kappa}} H$  [formule de du Bois (4)]

où  $\kappa$  représente la susceptibilité moyenne entre zéro et l'aimantation  $I$ . Avec les nombres de Gumlich pour le fer pur électrolytique massif, on trouve une relation linéaire à 1 o/o près jusqu'à  $H = 20\ 000$  gauss; le champ démagnétisant à saturation est voisin de 21 500 gauss. Si l'on admet, d'après Kundt et du Bois, que les effets magnéto-optiques

sont proportionnels à  $I$ , ils devront varier linéairement avec  $H$  tant que celui-ci ne dépassera pas 20 kilogauss. C'est bien ce qu'on observe à peu près pour les miroirs de fer très pur dont le polissage a été soigné <sup>(1)</sup>. Avec les lames ionoplastiques ou distillées, la proportionnalité cesse déjà notablement pour 3 ou 4 kilogauss. Il faut peut-être admettre que l'aimantation de ces couches minces est plus faible que celle des métaux massifs : cette hypothèse est conforme aux résultats obtenus, pour l'aimantation tangentielle, par Maurain (46) avec les couches de fer électrolytique et par Sorensen (47) avec les couches distillées. Miller (48) n'a pas retrouvé dans les couches de nickel distillées l'épaisseur critique signalée antérieurement, mais on peut l'expliquer, conformément aux expériences d'Edwards (49) sur les couches distillées de fer et de nickel, par des différences de structure cristalline : les couches moins aimantables seraient plus voisines de l'état amorphe, les autres contiendraient des cristaux plus développés.

Effectivement, les courbes de variation des effets magnéto-optiques avec  $H$  sont moins courbes pour les couches de fer distillées d'aspect métallique que pour les couches luisantes, et pour les couches pulvérisées réduites que pour les couches normales.

Le tableau V contient, pour trois lames, les variations avec  $H$  de certains effets étudiés ; on remarquera particulièrement la différence d'allure des courbes relatives à  $J_7$  (luisante) et  $J_9$  (métallique). Tandis que la première lame paraît déjà, pour 10 kilogauss, près de la saturation, les courbes de  $J_9$  montent encore rapidement.

Bien entendu, les altérations subies par les lames se traduisent par une modification des effets : les variations,

(1) Avec un miroir de fer massif très imparfait, j'ai trouvé, pour  $\lambda = 578$ , une relation presque linéaire entre  $H$  et l'effet Kerr ; pour  $H = 10$  kilogauss :  $\sigma = -13'$ ,  $\eta = -13'$ .

TABLEAU V

*Variations des effets magnéto-optiques avec l'intensité  $H$  du champ magnétique. —  $\lambda = 546$ .*

| a. Couches distillées.                                       |        |            |               |           |            |                  |           |          |
|--------------------------------------------------------------|--------|------------|---------------|-----------|------------|------------------|-----------|----------|
| Lame J 7                                                     |        |            | Lame J 9      |           |            |                  |           |          |
| Effet Faraday                                                |        |            | Effet Faraday |           |            | Effet Kerr       |           |          |
| H                                                            | $\rho$ | $\epsilon$ | H             | $\rho$    | $\epsilon$ | H                | $-\sigma$ | $-\eta$  |
| 2,1                                                          | 5,15   | 0,05       | 3,65          | 13,6      | 7,5        | 3,65             | 2,3       | 4,9      |
| 3,15                                                         | 7,45   | 0,15       | 7,40          | 25,6      | 15,8       | 7,45             | 4,0       | 10,7     |
| 5,3                                                          | 12,1   | 0,4        | 8,6           | 29,6      | 18,5       | 8,75             | 4,9       | 12,5     |
| 6,7                                                          | 14,65  | 0,9        | 10,15         | 33,5      | 22,0       | 10,4             | 5,7       | 14,7     |
| 8,3                                                          | 16,8   | 1,25       |               |           |            |                  |           |          |
| 9,7                                                          | 17,2   | 1,25       |               |           |            |                  |           |          |
| b. Couche pulvérisée : H 11.                                 |        |            |               |           |            |                  |           |          |
| Effet Faraday                                                |        |            | Effet Kerr    |           |            | Effet Kerr verre |           |          |
| H                                                            | $\rho$ | $\epsilon$ | H             | $-\sigma$ | $-\eta$    | H                | $-\sigma$ | $-\eta'$ |
| 4,0                                                          | 18,0   | 19,0       | 4,1           | 3,8       | 2,6        | 4,0              | 6,0       | 2,9      |
| 6,45                                                         | 28,7   | 32,0       | 6,45          | 6,2       | 4,2        | 6,5              | 9,2       | 4,7      |
| 7,75                                                         | 34,7   | 37,7       | 7,85          | 7,1       | 4,9        | 7,75             | 11,8      | 6,1      |
| 9,05                                                         | 39,2   | 43,1       | 9,15          | 7,8       | 5,5        | 9,1              | 13,1      | 6,6      |
| 10,5                                                         | 44,0   | 48,3       | 10,6          | 8,6       | 6,3        | 10,55            | 14,9      | 8,0      |
| (Intensités de champs en kilogauss ; angles en minutes : '). |        |            |               |           |            |                  |           |          |

faibles pour les lames ionoplastiques ou distillées *métalliques*, qui sont peu altérables dans leur masse, sont beaucoup plus importantes pour les lames distillées luisantes.

*Dispersion.* — Mes mesures ont confirmé, pour presque toutes les couches, les dispersions indiquées précédemment. Les exceptions portent sur des couches très minces et donnant

des effets petits ou sur des couches altérées, présentant des couches superficielles. Voici un exemple normal : lame  $H_{21}$ , pulvérisée normale :

$$\begin{array}{cccccc} \lambda = 546 & \rho = 78,0 & \varepsilon = 61,4 & \sigma = -11,85 & \eta = -4,2 \\ \lambda = 578 & 82,0 & 60,2 & -11,9 & -3,9. \end{array}$$

Pour l'effet Kerr-verre, les mesures sont moins précises ; les dispersions étant peu marquées, les résultats sont moins concordants.

Dans la suite, je ne donnerai que les mesures faites en lumière verte : les résultats sont tout à fait analogues en lumière jaune.

Le tableau VI contient les résultats relatifs à quelques lames déjà signalées.

*Lames de pulvérisation. Effet Faraday.* — Dans l'ensemble, les rotations et ellipticités augmentent avec l'épaisseur. Sur les diagrammes (non reproduits ici) les points représentatifs, obtenus en portant  $\zeta$  en abscisse et  $\rho$  ou  $\varepsilon$  en ordonnée, se répartissent respectivement autour de deux droites passant par l'origine, mais avec des écarts importants, non attribuables aux erreurs d'expériences. D'ailleurs les ellipticités sont tantôt plus grandes, tantôt plus petites que les rotations correspondantes, ce qui exclut toute possibilité de proportionnalité rigoureuse avec l'épaisseur, simultanément pour  $\rho$  et  $\varepsilon$ . Cependant, il est non douteux qu'en moyenne les effets augmentent avec l'épaisseur suivant une loi approximativement linéaire.

L'inclinaison des droites moyennes correspond, pour une épaisseur de 100  $\mu$ , à environ  $120' = 2^\circ$  pour les rotations, et  $110'$  pour les ellipticités.

Le second résultat numérique n'a pas été encore indiqué, semble-t-il. Le premier est celui déjà signalé, et qui, selon Kundt et Lobach, correspond au fer électrolytique presque saturé. Il est curieux de constater que les couches ionoplastiques que j'ai préparées donnent des résultats comparables

TABLEAU VI

*Effets magnéto-optiques des couches de fer.*  
 $\lambda = 546$ . —  $H = 10$  kilogauss.

| Lame                                                                                                                         | Épaisseur<br>$\zeta$ | $100 \times$<br>D | Effet<br>Faraday |                | Effet Kerr     |                | Effet<br>Kerr-verre |                |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----------------------|-------------------|------------------|----------------|----------------|----------------|---------------------|----------------|
|                                                                                                                              |                      |                   |                  |                |                |                |                     |                |
|                                                                                                                              |                      |                   | $\rho$           | $\varepsilon$  | $-\sigma$      | $-\eta$        | $-\sigma'$          | $-\eta'$       |
|                                                                                                                              | (m $\mu$ )           |                   | ( $^{\circ}$ )   | ( $^{\circ}$ ) | ( $^{\circ}$ ) | ( $^{\circ}$ ) | ( $^{\circ}$ )      | ( $^{\circ}$ ) |
| a. Lames obtenues par distillation.                                                                                          |                      |                   |                  |                |                |                |                     |                |
| J 9 (II).                                                                                                                    | [40]                 | 87                | 35,0             | 21,6           | 6,9            | 14,0           | »                   | »              |
| J 10 (II).                                                                                                                   | 20                   | 19,5              | 4,1              | 1,3            | 0,6            | 5,0            | 1,1                 | 8,5            |
| J 14 { (I)<br>(II) }                                                                                                         | 107                  | 185               | 89,0             | 40,5           | »              | »              | »                   | »              |
|                                                                                                                              |                      |                   | 75,0             | 26,3           | 15,6           | 8,5            | 21,1                | 26,5           |
| J 15 (II).                                                                                                                   | 237                  | opaque            | —                | —              | 15,1           | 9,7            | 20,6                | 3,1            |
| J 16.                                                                                                                        | 44                   | 93,5              | 27,6             | 24,6           | 7,0            | 12,6           | 8,3                 | 16,1           |
| J 20.                                                                                                                        | 47                   | 114,5             | 27,4             | 39,7           | 5,7            | 9,7            | 10,2                | 16,5           |
| J 21.                                                                                                                        | 68                   | 161               | 63,1             | 38,0           | 9,6            | 3,1            | 7,0                 | 7,2            |
| b. Lames obtenues par pulvérisation cathodique<br>anciennes (plus d'un an).                                                  |                      |                   |                  |                |                |                |                     |                |
| C                                                                                                                            | 96                   | 295               | 123,6            | 94,7           | 16,3           | 12,3           | 21,8                | 5,4            |
| I                                                                                                                            | [15]                 | 51                | 4,1              | 7,5            | 1,3            | 6,7            | 5,3                 | 10,4           |
| II                                                                                                                           | 50                   | 165,5             | 65,6             | 54,3           | 13,5           | 6,3            | 16,6                | 13,7           |
| F 11                                                                                                                         | 43,5                 | 150               | 46,5             | 46,6           | 9,1            | 6,0            | 12,6                | 7,2            |
| F 12                                                                                                                         | 35                   | 116               | 36,0             | 47,3           | 7,9            | 11,7           | 11,4                | 16,3           |
| F 18                                                                                                                         | 76                   | 200               | 63,0             | 53,3           | 13,3           | 5,6            | 18,8                | 4,5            |
| F 20                                                                                                                         | 38                   | 99,5              | 28,3             | 44,0           | 7,5            | 12,6           | 9,5                 | 15,4           |
| F 24                                                                                                                         | [95]                 | 328,5             | 121,0            | 88,7           | 13,6           | 6,8            | 18,5                | 5,4            |
| F 25                                                                                                                         | 90                   | 307,5             | 101,1            | 109,1          | 10,4           | 7,6            | 19,6                | 5,4            |
| F 26                                                                                                                         | 65                   | 159,5             | 54,2             | 49,1           | 9,4            | 5,2            | 12,8                | 5,4            |
| F 27.                                                                                                                        | 62                   | 196,5             | 69,3             | 68,1           | 11,9           | 6,2            | 17,1                | 3,9            |
| Récentes.                                                                                                                    |                      |                   |                  |                |                |                |                     |                |
| H 11                                                                                                                         | 49,5                 | 140,5             | 46,5             | 46,5           | 8,7            | 6,0            | 15,0                | 7,6            |
| H 12                                                                                                                         | 35,5                 | 134               | 38,1             | 36,9           | 7,4            | 5,9            | 10,1                | 9,3            |
| H 13                                                                                                                         | 74                   | 228               | 80,9             | 67,4           | 10,7           | 3,7            | 18,4                | 3,9            |
| H 14                                                                                                                         | 41                   | 125               | 47,3             | 42,2           | 4,8            | 4,4            | 14,2                | 12,3           |
| H 16                                                                                                                         | 33,5                 | 123               | 33,6             | 43,8           | 7,9            | 10,3           | 12,6                | 15,7           |
| H 17                                                                                                                         | 10                   | 48,5              | 9,5              | 22,6           | 6,1            | 19,7           | 18,2                | 36,2           |
| H 18                                                                                                                         | [8]                  | 34                | 5,3              | 10,9           | —              | 3,2            | 3,9                 | 21,2           |
| H 20                                                                                                                         | 45,5                 | 151               | 51,1             | 51,9           | 9,5            | 5,7            | 14,5                | 6,9            |
| H 21                                                                                                                         | 53,5                 | 204               | 78,0             | 61,4           | 11,9           | 4,2            | 17,1                | 2,9            |
| H 22                                                                                                                         | —                    | opaque            | —                | —              | 13,1           | 5,3            | 19,3                | 4,5            |
| (I) Mesures sur des lames de préparation récente.<br>(II) Mesures sur des lames de préparation ancienne de quelques<br>mois. |                      |                   |                  |                |                |                |                     |                |

pour des champs relativement faibles, loin de la saturation. Peut-être faut-il considérer ces couches comme plus pures et susceptibles d'effets plus élevés que les couches de fer électrolytique.

Si l'on trace un diagramme analogue en portant en abscisses, non plus les épaisseurs, mais les densités optiques  $D$ , la répartition des points paraît plus régulière, mais s'effectue en ce qui concerne les rotations, autour d'une courbe dont la forme rappelle exactement celle indiquée au chapitre VI pour les variations de  $D$ , l'épaisseur étant ici représentée par la rotation  $\rho$  : il semble que cet artifice, faisant en quelque sorte disparaître des fluctuations d'épaisseurs, ait atténué l'influence des causes perturbatrices.

Sur les diagrammes, on voit de plus que, pour les petites densités,  $\epsilon$  est, le plus souvent, supérieur à  $\rho$  ; c'est le contraire aux grandes épaisseurs (conformément au résultat numérique signalé plus haut) ; la transition se fait pour une densité voisine de 1,4 correspondant à une épaisseur de 40 m $\mu$  environ. Lorsque l'épaisseur varie entre des limites assez grandes, de 30 à 50 m $\mu$  par exemple, la variation de  $\epsilon$  est lente : cela explique les observations de Houllevigue et Passa et la conclusion inexacte qu'ils en ont tirée. Cette particularité tient aux réflexions multiples dans le fer, et en partie à un effet discuté plus loin.

*Effet Kerr.* — Les résultats sont, là encore, assez irréguliers. La rotation  $\sigma$  (négative) augmente avec  $\zeta$  et tend, pour les grandes épaisseurs, vers une limite voisine de  $-14'$ .  $\eta$  semble varier de manière compliquée pour les petites épaisseurs (influence des réflexions multiples), atteignant des valeurs négatives assez grandes et tendant ensuite vers une limite voisine de  $-6'$ .

*Effet Kerr-verre.* — Les résultats sont analogues aux précédents mais les effets sont plus importants et relativement plus réguliers, malgré les erreurs plus grandes des mesures et l'incertitude de la correction de lamelle : cela

semble indiquer que la surface de fer au contact du verre est plus pure que la face libre.  $\sigma'$  augmente avec l'épaisseur (anomalies pour  $\zeta$  très petit), pour tendre finalement vers une limite voisine de  $-22'$ .  $\eta'$  atteint des valeurs considérables pour certaines couches très minces, avec indice d'une oscillation quand  $\zeta$  varie, puis tend vers  $-5'$  environ.

*Lames de distillation.* — Les résultats sont tout à fait analogues aux précédents, sauf que les discordances sont plus importantes, surtout pour les ellipticités, qui semblent particulièrement sensibles aux causes perturbatrices.

Les ordres de grandeur paraissent un peu différents :  $\rho$  et  $\varepsilon$  seraient plus petits : respectivement  $90'$  ( $150\,000^0$  par cm.) et  $70'$  pour une épaisseur de  $100\text{ m}\mu$ ; les limites des effets Kerr seraient :

$$\sigma = -15' \quad \eta = -9' \quad \sigma' = -21' \quad \eta' = -3'.$$

Ces valeurs, et surtout la dernière, sont peu précises en raison des irrégularités des couches.

**Théorie élémentaire.** — Je n'exposerai pas les théories électromagnétiques, comme celles de Wind ou de Voigt, qui sont assez complexes et n'ont d'intérêt que pour comparer par exemple entre eux les effets Kerr observés, *sur un même miroir*, dans des conditions différentes d'aimantation, d'incidence et de polarisation de la lumière. Je me propose simplement de montrer la relation théorique existant entre les différents effets étudiés ici pour l'aimantation polaire et l'incidence normale.

*Hypothèse.* — Sous l'influence de l'aimantation, le milieu métallique homogène, qui était isotrope, devient biréfringent et dichroïque : il peut transmettre sans déformation, parallèlement à l'aimantation, des vibrations circulaires droite et gauche, obéissant séparément aux lois valables pour les milieux isotropes, mais avec des paramètres différents : la différence entre les indices de réfraction  $n_d$  et  $n_g$  constitue

la biréfringence, la différence entre les indices d'extinction  $q_d$  et  $q_g$  constitue le dichroïsme circulaire. Les différences  $n_g - n_d = \Delta n$  et  $q_g - q_d = \Delta q$  sont petites; elles dépendent de l'aimantation.

Une vibration quelconque peut être décomposée en deux circulaires inverses, qui se propagent différemment: il en résulte une modification de la forme et de l'azimut de la vibration pendant la propagation.

Pour un parcours égal à  $z$ , la rotation sera :

$$(1) \quad \rho = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta n \cdot z.$$

D'autre part, si la vibration est rectiligne, on voit aisément que les circulaires composants sont égaux; si  $d$  et  $g$  sont les facteurs d'affaiblissement respectifs pour un parcours égal à  $z$ , la vibration aura acquis, après ce parcours, une ellipticité:  $E = \frac{d-g}{d+g}$ ; tenant compte de la loi d'extinction, on obtient la formule rigoureuse :

$$(2) \quad \frac{1-E}{1+E} = \frac{g}{d} = e^{-\frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta q \cdot z};$$

elle montre que l'ellipticité varie de façon assez compliquée; mais la formule se simplifie pratiquement, en observant que si l'on part d'une vibration rectiligne, l'ellipticité reste très petite et peut être traitée comme un infiniment petit, ainsi que  $\Delta q$ . On obtient ainsi en remplaçant  $E$  par l'angle  $\varepsilon$  :

$$(3) \quad \varepsilon = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta q \cdot z,$$

dont la forme est analogue à celle de la formule (1).

*Calcul de la biréfringence et du dichroïsme pour le fer :* admettons suivant mes résultats expérimentaux, que, pour  $z = 100 \text{ m}\mu$ :  $\rho = 120'$  et  $\varepsilon = 110'$ ; les formules (1) et (3) donnent alors, pour  $\lambda = 550$ , les valeurs approximatives :

$$\Delta n = 0,06 \quad \Delta q = 0,055$$

que j'admettrai dans les calculs numériques.

Pour les calculs suivants, je conserve les conventions et notations du chapitre VI :

*Calcul de l'effet Kerr.* — Le facteur complexe de réflexion sur la face libre du métal est :  $a = A e^{i\alpha} = \frac{n-1+iq}{n+1+iq}$ , au signe près ; cette formule est valable pour chacun des deux circulaires privilégiés, avec des constantes différentes.

Le retard relatif des deux circulaires réfléchis sera :

$$\alpha_g - \alpha_d = \Delta\alpha$$

le rapport de leurs amplitudes réelles :  $\frac{A_g}{A_d}$ . En recombinaut les circulaires réfléchis, on voit que la vibration réfléchie doit posséder une ellipticité :  $\eta = \frac{A_d - A_g}{A_d + A_g}$  et que son grand axe a tourné, par rapport au rectiligne incident, d'un angle :  $\sigma = \frac{1}{2} \Delta\alpha$ , qui est la rotation Kerr. Pour calculer  $\sigma$  et  $\eta$ , il suffit de considérer l'effet comme infiniment petit.

Or :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2q}{n^2 + q^2 - 1}$$

d'où l'on déduit :

$$(4) \quad \sigma = - \frac{2nq\Delta n + (q^2 - n^2 + 1)\Delta q}{(n^2 + q^2 - 1)^2 + 4q^2}$$

D'autre part, en posant :  $\Delta A = A_g - A_d$  :

$$A = \frac{(n-1)^2 + q^2}{(n+1)^2 + q^2} ; \quad \eta = \frac{A_d - A_g}{A_d + A_g} = \frac{-\Delta A}{A_d + A_g} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta A}{A}$$

d'où :

$$(5) \quad \eta = - \frac{2nq\Delta q - (q^2 - n^2 + 1)\Delta n}{(n^2 + q^2 - 1)^2 + 4q^2}$$

Calculons numériquement en prenant, comme au chapitre VI :

$$n = 2,4 \quad q = 3,3 \quad \text{avec} \quad \Delta n = 0,06 \quad \Delta q = 0,055 ;$$

nous trouvons :

$$\sigma = -15',3 \quad \eta = -6'$$

L'expérience m'a donné :

$$\sigma = -14' \quad \eta = -6',$$

pour les couches ionoplastiques ; l'accord est excellent.

*Calcul de l'effet Kerr-verre.* — Il est analogue au précédent et il conduit aux formules <sup>(1)</sup> :

$$(6) \quad \sigma' = -n' \frac{2nq \cdot \Delta n + (q^2 - n^2 + n'^2) \Delta q}{(n^2 + q^2 - n'^2)^2 + 4n^2 q^2}$$

$$(7) \quad \eta' = -n' \frac{2nq \cdot \Delta q - (q^2 - n^2 + n'^2) \Delta n}{(n^2 + q^2 - n'^2)^2 + 4n^2 q^2}$$

Avec les mêmes constantes optiques et magnéto-optiques, les valeurs numériques sont :

$$\sigma' = -22',9 \quad \eta' = -7',2,$$

tandis que les expériences ont fourni :

$$\sigma' = -22' \quad \eta' = -5'.$$

Là encore, il faut considérer l'accord comme satisfaisant, malgré la différence des valeurs de  $\eta'$ .

Remarquons que les expressions de  $\sigma'$  et de  $\eta'$  contiennent en facteur l'indice du verre  $n'$  ; en raison des grandes valeurs relatives de  $n$  et de  $q$ , le second facteur de  $\sigma'$  est presque égal à  $\sigma$ . Effectivement, les rapports expérimentaux  $\frac{\sigma'}{\sigma}$  sont voisins, en général, de l'indice du verre. C'est aussi le résultat trouvé par Ingersoll (2). La même conclusion n'est pas valable pour  $\eta'$ , car les termes du numérateur sont ici de signes contraires et la variation du second facteur, quand on remplace  $n'$  par 1, est importante.

<sup>(1)</sup> On néglige la biréfringence circulaire du verre, qui est très petite, et, bien entendu, les réflexions multiples.

Remarquons encore que les ellipticités Kerr calculées sont nettement plus petites que la plupart des valeurs expérimentales trouvées avec les métaux massifs, ce qu'on peut expliquer par la grande sensibilité de cet effet à l'influence des couches superficielles. Par contre,  $\tau'$  calculé est plus grand que les valeurs observées avec les lames ionoplastiques épaisses : une explication en est donnée plus loin.

*Correction théorique à l'effet Faraday.* — De même que les réflexions, les transmissions par les surfaces limites altèrent les vibrations. Soit par exemple la transmission air-métal.

Son facteur complexe est :  $b = Be^{i\beta}$ . Si la vibration incidente est d'ellipticité très petite, on verra, comme précédemment pour l'effet Kerr, que la transmission impose à la vibration une rotation :  $\tau = \frac{\Delta\beta}{2}$  et une ellipticité (supplémentaire)  $\omega = -\frac{1}{2} \frac{\Delta B}{B}$ . Or :

$$b = \frac{2}{n + iq + 1}, \quad \operatorname{tg} \beta = -\frac{q}{n + 1}, \quad B^2 = \frac{4}{(n+1)^2 + q^2}.$$

Le calcul très simple donne :

$$(8) \quad \tau = \frac{q\Delta n - (n+1)\Delta q}{2[(n+1)^2 + q^2]}$$

$$(9) \quad \omega = \frac{q\Delta q + (n+1)\Delta n}{2[(n+1)^2 + q^2]},$$

et les valeurs numériques :

$$\tau = 0',84, \quad \omega = 29',5.$$

La traversée de la surface limite air-métal produit une rotation très petite, mais une ellipticité très notable.

On trouve de même :

|                                     |                   |                   |
|-------------------------------------|-------------------|-------------------|
| traversée de la surface : métal-air | $\tau_1 = -5,97$  | $\omega_1 = -4,1$ |
| verre-métal                         | $\tau' = -1,09$   | $\omega' = 27,4$  |
| métal-verre                         | $\tau'_1 = -7,90$ | $\omega_1 = -6,2$ |

La traversée totale, dans un sens ou dans l'autre, doit donner les mêmes effets ; on trouve :

$$\tau + \tau'_1 = \tau_1 + \tau' = -7',06$$

$$\omega + \omega'_1 = \omega_1 + \omega' = 23',3.$$

En résumé, la théorie indique que la transmission, à travers une couche de fer soumise à un champ normal aux surfaces libres, doit comporter, en plus de l'effet interne proportionnel à l'épaisseur, une rotation constante égale, avec les valeurs numériques adoptées, à  $-7'$  environ et une ellipticité supplémentaire égale à  $23',3$  (Il faudrait, pour les petites épaisseurs, ajouter une correction pour tenir compte des réflexions multiples dans le fer).

*Comparaison avec l'expérience.* — D'après ce qui précède, les droites *théoriques* représentant les rotations et ellipticités Faraday, en fonction des épaisseurs, et sans tenir compte des réflexions multiples, ne passent pas par l'origine, mais rencontrent respectivement l'axe des épaisseurs aux points correspondant à  $6 \text{ m}\mu$  et  $-21 \text{ m}\mu$  environ. En raison des écarts importants présentés par les différentes lames et de la difficulté des mesures pour les grandes épaisseurs, la vérification ne peut être précise.

Pour les rotations, on n'améliore pas beaucoup la représentation des résultats expérimentaux en remplaçant la droite passant par l'origine par la droite théorique : cela n'a rien d'étonnant, puisque la correction est petite.

Au contraire, le fait que les ellipticités sont supérieures aux rotations pour les épaisseurs plus petites que  $40 \text{ m}\mu$ , et inférieures aux rotations pour les épaisseurs plus grandes, s'explique en partie par la correction, relativement importante, de  $21 \text{ m}\mu$ . Il semble pourtant que les réflexions multiples dans le fer aient ici une influence plus grande que pour les propriétés purement optiques, et qu'elles interviennent pour une large part dans les effets.

Si l'on admet les corrections ci-dessus, la rotation et l'ellipticité spécifiques internes doivent être modifiées légèrement, la première s'élevant à environ 125' et la deuxième se réduisant à environ 85' pour 100 mμ (dans un champ de 10 kilogauss et pour la lumière verte).

En refaisant les calculs avec  $\Delta n = 0,062$ ,  $\Delta g = 0,043$ , qui correspondent approximativement aux valeurs ci-dessus, on trouve :

$$\begin{aligned} \sigma &= -14',8 & \eta &= -3',6 & ; & \sigma' &= -22',0 & \eta' &= -3',75; \\ \tau + \tau'_1 &= \tau_1 + \tau' &= -3',5 & ; & \omega + \omega'_1 &= \omega_1 + \omega' &= 21',4. \end{aligned}$$

Les rotations sont à peine modifiées et l'accord avec l'expérience est encore meilleur que précédemment. Les ellipticités sont diminuées, surtout  $\eta'$ ; l'accord est moins satisfaisant pour l'effet Kerr, mais bien supérieur pour l'effet Kerr-verre. Les valeurs calculées sont maintenant, dans les deux cas, inférieures aux valeurs observées : on peut attribuer les différences à l'influence des couches superficielles, et conclure de leur grandeur que la surface libre est plus altérée que la surface de contact du fer et du verre, ce qui paraît naturel. La surface libre des lames ionoplastiques serait meilleure que celle des miroirs de fer massif, qui donnent des ellipticités plus considérables.

Tenant compte de l'ensemble des résultats précédents, et pour améliorer l'accord général avec l'expérience, j'adopterai comme valeurs les plus probables des différences d'indices pour les deux circulaires inverses :

$$\Delta n = 0,062 \quad \Delta g = 0,045$$

correspondant respectivement à une rotation de 124' et une ellipticité de 90' par 100 mμ d'épaisseur.

## RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS

I. Des couches minces de fer sur lamelles de verre (couvre-objets de microscope sélectionnés) ont été préparées :

a) Par sublimation dans un vide poussé d'un fil de fer chauffé électriquement ;

b) Par pulvérisation cathodique, dans l'hydrogène pur ou commercial d'une cathode de fer. Afin d'obtenir des dépôts réellement métalliques, et en raison de la grande facilité de leur oxydation pendant la préparation, j'ai construit un appareil à pulvérisation, comportant un dispositif de double cloche et un lavage permanent au gaz hydrogène pur : on élimine très complètement les causes de souillures et l'influence néfaste des fuites des rodages ; ceux-ci peuvent alors, sans grand inconvénient, ne pas être parfaits.

II. Un grand nombre des lames obtenues ont été soumises à des mesures optiques et magnéto-optiques. Il a fallu pour cela faire une étude critique des procédés utilisables et réaliser des appareils spéciaux, dont le principe n'est pas essentiellement nouveau, mais qui ont été adaptés au cas particulier de mes expériences.

a) Un *photomètre à coin absorbant* étalonné permet de mesurer avec une précision très satisfaisante la transparence et le pouvoir réflecteur d'une même zone très petite des lames étudiées ; le passage de l'une des mesures à l'autre est obtenu par simple basculement d'un prisme réflecteur. J'ai déterminé ainsi la densité optique  $D$  et les pouvoirs réflecteurs  $R$  et  $R'$  des deux faces des lames complexes métal-verre.

b) L'épaisseur optique des mêmes couches (plus exacte-

ment le retard optique de phase qu'elles produisent) est obtenue avec un *interféromètre à quatre lames* (Zehnder-Mach) permettant une grande luminosité, indispensable avec les couches absorbantes métalliques.

c) L'épaisseur géométrique des mêmes couches (distance de leurs surfaces limites) est mesurée par la méthode interférentielle de Wiener, modifiée pour les corps métalliques, avec observation directe des franges en lumière monochromatique, sans appareil dispersif.

d) Les effets magnéto-optiques Kerr et Faraday pour l'incidence normale et l'aimantation polaire, ont été mesurés, y compris l'ellipticité, en utilisant un appareil Chaumont étalonné avec précision, pour les radiations jaunes et verte du mercure.

III. L'étude des lames obtenues par distillation a révélé une biréfringence et un dichroïsme naturels importants, se traduisant, pour un faisceau incident polarisé rectilignement, par des rotations et ellipticités du même ordre de grandeur que les effets magnéto-optiques. Cet effet, nouveau pour la transmission, entrevu précédemment par Dziewulski en opérant par réflexion, a été étudié dans le cas le plus simple : celui de la partie axiale du dépôt. Les résultats sont qualitativement les mêmes pour toutes les lames ; les directions principales sont respectivement parallèle et perpendiculaire au fil générateur ; la première coïncide avec la composante de vibration la plus retardée et la moins absorbée. Ces effets (qui existent aussi en dehors de la partie axiale, mais sont alors plus compliqués) sont attribués à l'orientation des particules métalliques, anisotropes, lors de la préparation du dépôt. J'admets provisoirement faute d'avoir pu réaliser certaines expériences, que l'orientation est due au champ magnétique du courant chauffant.

IV. Des formules (indiquées sans démonstration) ont permis de tracer les courbes représentant correctement, en fonction de l'épaisseur du dépôt, les variations du retard optique,

de la densité optique et des pouvoirs réflecteurs des lames minces métalliques sur verre. On établit ces formules en admettant que ces couches vérifient les théories classiques de l'optique des métaux, avec surfaces limites bien définies et pures. Les courbes indiquées ont été tracées en adoptant les valeurs des constantes trouvées pour le fer massif dans la région moyenne du spectre visible ( $n = 2,4$ ;  $q = nx = 3,3$ ). L'influence probable de couches superficielles est prévue, et son sens est indiqué pour chacune des grandeurs mesurées.

V. Les résultats expérimentaux ont été comparés avec les prévisions théoriques.

Les couches distillées donnent des résultats très discordants, mais explicables; on peut les classer entre deux variétés extrêmes : l'une d'aspect *métallique*, l'autre d'aspect *luisant*, beaucoup plus altérable; l'altération, plus ou moins avancée suivant les cas, rend compte des écarts, en même temps que les différences de constitution probables des diverses couches. Toutes ces couches présentent une transparence plus grande que les valeurs théoriques correspondant à leurs épaisseurs; par contre, leur indice de réfraction moyen serait voisin de celui du métal massif. Des anomalies de pouvoir réflecteur suggèrent la possibilité d'une constitution lamellaire particulière.

Les couches pulvérisées, malgré des différences tenant à leur constitution cristalline variable et à l'oxydation des couches superficielles, vérifient bien les prévisions théoriques et semblent posséder les mêmes constantes optiques que le fer massif. Certaines couches, résultant de la *réduction* d'un dépôt oxydé, sont peu altérables.

VI. Les effets magnéto-optiques mesurés présentent des discordances qui révèlent encore les différences de constitution et l'existence de couches superficielles et, pour les lames distillées *luisantes*, des altérations profondes (oxydation probable et adsorption énergétique des gaz).

Les résultats trouvés déjà par d'autres auteurs et relatifs

aux signes des effets, à leurs variations avec l'intensité du champ magnétique et avec les longueurs d'ondes, ont été retrouvés pour toutes les lames. Les différences d'allures des courbes de saturation des diverses couches indiquent que les dépôts plus voisins de l'état amorphe sont moins aimantables que les dépôts métalliques (cristallins et compacts).

Les mesures de l'effet par transmission indiquent que la rotation magnétique augmente avec l'épaisseur, à raison d'environ  $2^\circ$  par 100 m $\mu$  d'épaisseur pour les couches ionoplastiques, dans la région moyenne du spectre visible et pour un champ de 10 kilogauss (cette rotation est plus grande que celle trouvée par Kundt avec le fer électrolytique). L'ellipticité de la vibration transmise augmente aussi avec l'épaisseur, à raison d'environ  $90'$  par 100 m $\mu$  d'épaisseur pour les lames ionoplastiques, toujours pour la région moyenne du spectre visible et un champ de 10 kilogauss : c'est une confirmation de l'hypothèse d'un dichroïsme circulaire magnétique se superposant à la biréfringence circulaire magnétique dans le fer aimanté.

Les effets Kerr sur les deux faces du métal tendent, pour les grandes épaisseurs, vers des limites assez bien définies, comparables aux valeurs pour le fer massif, en ce qui concerne la rotation Kerr, avec une ellipticité plus petite, indice d'une surface meilleure pour les lames pulvérisées. La rotation Kerr sur la face au contact du verre est égale sensiblement au produit par l'indice du verre de la rotation Kerr sur la face libre pour les épaisseurs assez grandes ; l'ellipticité est plus petite.

L'effet Faraday est plus petit dans les couches distillées, avec des discordances plus importantes.

VII. Une théorie élémentaire permet de calculer les valeurs des effets Kerr à partir des résultats trouvés pour l'effet Faraday : les valeurs calculées concordent très bien avec les résultats expérimentaux. Les petites différences qui subsistent s'expliquent par des altérations superficielles.

VIII. De l'ensemble des résultats obtenus, on peut conclure que les lames obtenues par pulvérisation cathodique sont plus régulières, moins altérables et beaucoup plus voisines du métal massif que les lames obtenues, par distillation sur des lames non chauffées. Leur structure est pourtant assez variable : un traitement, thermique ou autre, permettrait sans doute de favoriser leur évolution vers un état bien défini, pour les couches épaisses : cet état serait probablement identique à celui du fer massif. Les couches *réduites* paraissent avoir subi une évolution très sensible en ce sens.

Inversement, on pourrait sans doute, par distillation sur une surface très froide, obtenir des couches *amorphes*, constituant un autre état bien défini, mais très altérables : elles seraient la limite des lames *luisantes*.

Ainsi, les conditions dans lesquelles s'effectuent le dépôt ont, pour le fer et bien d'autres métaux, une grande influence sur la structure des couches obtenues : il est très difficile de se placer dans des conditions parfaitement uniformes et d'obtenir des lames de propriétés bien régulières.

Au contraire, certains métaux, dont l'argent est un exemple, subissent très facilement, déjà à la température ordinaire, une évolution qui les amène à l'état cristallin : cela explique la régularité relative des couches minces qu'ils peuvent donner.

(Le présent travail a été exécuté au Laboratoire de Physique de l'Ecole Normale Supérieure. M. Abraham, Directeur du Laboratoire, a bien voulu en mettre les ressources à ma disposition et m'encourager de sa grande bienveillance : je suis heureux de lui exprimer ici toute ma reconnaissance. Je remercie bien vivement M. A. Cotton, dont l'influence a été prédominante dans l'orientation de mon travail, et M. E. Bloch, de leurs précieux encouragements.

Je ne dois pas enfin oublier le concours que m'a prêté le personnel du Laboratoire pour l'exécution matérielle des divers appareils et accessoires dont je me suis servi).

## BIBLIOGRAPHIE

1. C. A. SKINNER et A. Q. TOOL. — *Phil. Mag* (6), 16 (1908), 833-862.
2. L. R. INGERSOLL. — *Phil. Mag.* (6), 18 (1909), 74-102.
3. A. KUNDT. — *Wied. Ann.*, 23 (1884), 228-252 et 27 (1886), 191-202.
4. H. E. J. G. DU BOIS. — *Wied. Ann*, 31 (1887), 941-974.
5. B. POGANY. — *Phys. Zts.*, 18 (1917), 422-428 et *Ann. der Phys.*, 64 (1921), 196-208.
6. H. FREUNDLICH, G. PATSCHEKE et F. ZOCHER. — *Zts. f. phys. Ch.*, 128 (1927), 321-344 et 130 (1927), 289-307.
7. E. BOTOLFSSEN. — *C. R.*, 185 (1927), 649-650.
8. M. CAU. — *C. R.*, 186 (1928), 1293-1295 et 188 (1929), 57-58.
9. H. KAHLER. — *Phys. Rev.*, 18 (1921), 210.
10. W. REINDERS et L. HAMBURGER. — *Amst. Proc.*, 19 (1917), 958-968 et 20 (1918), 1135-1154.
11. G. LEITHÆUSER. — *Zts. f. Instr. k.*, 28 (1908), 113-115.
12. CH. MAURAIN. — *C. R.*, 141 (1905), 1223-1225.
13. A. GÜNTHERSCHULZE. — *Zts. f. Phys.*, 36 (1926), 563-580 et 38 (1926), 575-588.
14. A. v. HIPPEL. — *Ann. der Phys.*, 80 (1926), 672-706 et 81 (1926), 1043-1075.
15. E. BLECHSCHMIDT. — *Ann. der Phys.*, 81 (1926), 999-1042.
16. E. BLECHSCHMIDT et A. v. HIPPEL. — *Ann. der Phys.*, 86 (1928), 1006-1024.
17. TH. BAUM. — *Zts. f. Phys.*, 40 (1927), 686-707.
18. L. R. INGERSOLL. — *Phys. Rev.*, 25 (1924), 114.
19. L. R. INGERSOLL et S. S. DE VINNEY. — *Phys. Rev.*, 26 (1925), 86-91.
20. H. ABRAHAM et R. PLANIOL. — *C. R.*, 180 (1925), 1328.
21. G. RÜMELIN. — *Phys. Zts.*, 13 (1912), 1222-1223.
22. CH. FABRY et H. BUISSON. — *J. de Phys.*, 8 (1919), 37-46.
23. S. BLOCH. — *Ann. de Ch. et de Ph.* (7), 12 (1897), 74-114 et 197-230.
24. L. ZEHNDER. — *Zts. f. Instr. k.*, 11 (1891), 275.  
L. MACH. — *Id.*, 12 (1892), 89; 14 (1894), 279-283.
25. W. B. CARTMEL. — *Phil. Mag.* (6), 6 (1903), 213-227.
26. H. A. CLARK. — *Phys. Rev.*, 23 (1906), 422-443.

27. L. HOULLEVIGUE. — *C. R.*, 140 (1905), 428-430 et autres mémoires.
  28. O. WIENER. — *Wied. Ann.*, 31 (1887), 629-672.
  29. HAMY. — *J. de Phys.* (4), 5 (1906), 789-809.
  30. L. CHAUMONT. — Thèse Paris, 1914 et *Annales de Phys.*, 4 (1916), 61-206 et 5 (1916), 17-78.
  31. A. Q. TOOL. — *Phys. Rev.*, 31 (1910), 1-25.
  32. E. HAGEN et H. RUBENS. — *Ann. der Phys.*, 8 (1902), 432-454.
  33. P. DRUDE. — *Wied. Ann.*, 39 (1890), 481-554.
  34. W. MEIER. — *Ann. der Phys.*, 31 (1910), 1017-1049.
  35. A. KUNDT. — *Wied. Ann.*, 27 (1886), 59-71.
  36. O. BRAUN. — *Ann. der Phys.*, 16 (1905), 1-19 et 238-281.
  37. C. BERGHOLM. — *Ann. der Phys.*, 43 (1914), 1-23.
  38. F. KÄMPF. — *Ann. der Phys.*, 16 (1905), 308-333.
  39. W. DZIEWULSKI. — *Phys. Zts.*, 13 (1912), 642-649.
  40. H. E. J. G. DU BOIS. — *Wied. Ann.*, 39 (1890), 25-42.
  41. S. G. BARKER. — *Proc. of the Phys. Soc. of London*, 29, 1 (1916), 1-32.
  42. L. R. INGERSOLL. — *Phil. Mag.*, 11 (1906), 41-72.
  43. W. LOBACH. — *Wied. Ann.*, 39 (1890), 347-360.
  44. L. HOULLEVIGUE et H. PASSA. — *C. R.*, 141 (1905), 29.
  45. W. D. HARRIS. — *Phys. Rev.*, 24 (1907), 337-348.
  46. CH. MAURAIN. — *J. de Phys.*, 10 (1901), 123-135 ; 1 (1902), 90-100 et 151-156.
  47. A. J. SORENSEN. — *Phys. Rev.*, 24 (1924), 658-665.
  48. K. J. MILLER. — *Phys. Rev.*, 32 (1928), 689-690.
  49. R. L. EDWARDS. — *Phys. Rev.*, 26 (1926), 252 et 29 (1927), 321-331.
-

# DEUXIÈME THÈSE

---

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

**Action de la lumière polarisée  
sur les émulsions photographiques.**

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 8 janvier 1929.

*Le Doyen de la Faculté des Sciences,*

CH. MAURAIN.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

*Le Recteur de l'Académie de Paris,*

S. CHARLÉTY.









